PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1919. 20. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 20 am 21. September 1919

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. Bräuer, Zur Kenntnis des zischenden Lichtbogens. S. 409.

F. Voltz, Untersuchungen an Funkeninduktoren beim Betriebe von Röntgenröhren. S. 412.

H. Löwy, Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern. (Dritte Mitteilung.) Versuche von Helmut Kröncke in Deutsch-S.-W.-Afrika. S. 416.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

E. Schrödinger, Der Energieinhalt der Festkörper im Lichte der neueren Forschung. S. 420.

Besprechungen:

J. Biehle, Die Analyse des Glockenklanges. S. 429.

J. Biehle, Vergleichende Bewertung der Bronze- und Gußstahlglocken. S. 429.

L. Graetz, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. S. 431.

O. Wiener, Physik und Kulturentwicklung. S. 432.

Personalien. S. 432.

Angebote. S. 432.

Gesuche. S. 432.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Kenntnis des zischenden Lichtbogens.

Von Ernst Bräuer.

Bei Überschreitung eines von allen Variablen des Bogenstroms abhängigen Stromwertes geht der Lichtbogen an Kohle- und vielen anderen Elektroden in den Zustand des Zischens über unter Verminderung seiner Spannung um etwa 10 Volt. Der Übergang erfolgt bei steigendem Strome i bei wenig höheren i-Werten als bei fallendem.

Zur Erklärung des zischenden Zustandes sind verschiedene Hypothesen aufgestellt worden. E. Rasch[1]) nimmt stürmisches Verdampfen an, welches das Zischen — es ist nicht ganz ersichtlich, ob durch die einfache mechanische Ausströmung des Dampfes oder auf dem Umwege über eine Beeinflussung der elektrischen Größen — erzeugen soll. Das ersteré ist ausgeschlossen, da die aus dem Abrande der Elektroden zu errechnende Dampfgeschwindigkeit viel zu klein ist (1 bis 10 cm pro sec). Der zweiten Auffassung schließt sich der Verfasser an. Ferner hat Frau Ayrton[2]) die Vermutung ausgesprochen, daß dem Zischen ein Oxydationsvorgang zugrunde läge.

Aus den Ayrtonschen Messungen am ruhigen Kohlebogen leitet Rasch (l. c.) eine Formel für die Stromdichte I an der Anode in Abhängigkeit von Strom i und Bogenlänge l ab:

$$I = \frac{ai}{bl + ci} = \frac{a}{\frac{bl}{i} + c}; \qquad (1)$$

a, b usw. sind Konstante.

I nimmt also ab mit wachsender Bogenlänge, d. h. mit abnehmendem geometrischen Zwange auf die Stromlinien. Wir schließen daraus auf eine Neigung der anodischen Stromdichte, sich zu verkleinern, welche aber nicht darauf beruhen kann, daß bei kleinerer Stromdichte der anodische Potentialfall kleiner ist. Das ergibt sich aus der Stromstärkeabhängigkeit des Anodenfalles (Ayrton):

$$v_a = d + \frac{l}{i} \qquad (2)$$

in Verbindung mit (1): Das Anodenpotential sinkt also mit wachsender Stromdichte.

Der anodische Potentialfall kann gemäß der Poissonschen Gleichung bei linearer Anordnung

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\varrho$$

(V = Potential, ϱ = Raumladungsdichte, x = Normale zur Anodenfläche) nur durch negative Raumladung im Gase dicht vor der Anode hervorgebracht sein. Diese negative Ladung und damit der Anodenfall würde stark herabgesetzt werden, wenn träge positiv geladene Teilchen von der Anode ausgingen. Es ist nun anzunehmen (aus den bei gröberen Partikeln deutlich erkennbaren Abstoßungskräften und dem Phänomen der Anodenstrahlen), daß ein großer Teil der in Dampfform ausgestoßenen Teilchen der Anodensubstanz die Oberfläche mit positiver Ladung verläßt. Da bei gleichem Anodenfalle v_a der größeren Stromdichte I eine stärkere Verdampfung entspricht, hat die (v_a-, I)-Kurve fallenden Verlauf. Die elektrischen Verhältnisse streben nach Verkleinerung von v_a also Erhöhung der anodischen Stromdichte.

Welcher Punkt der (v_a-, I)-Kurve entspricht nun dem tatsächlich eintretenden Zustande? Die Antwort darauf kann nur in großen Zügen

1) Ewald Rasch, Das elektrische Bogenlicht, Braunschweig, Vieweg & Sohn. 1910. S. 137 ff.

2) H. Ayrton, Inst. El. Eng. 28, 400, 1899; Electric Arc, London.

gegeben werden, solange diese Kurve nicht mit großer Genauigkeit[1]) bekannt ist.

Die zugeführte Energie ist $v_a \cdot I$; wächst diese beim Fortschreiten zu größerer Stromdichte, so ist der Zustand labil; es stellt sich bei erhöhter Stromdichte eine höhere Anodentemperatur ein, die v_a vermindert, I also weiter erhöht. Die Bedingung für den stabilen Zustand ist also

$$\frac{d(v_a \cdot I)}{dI} < 0 \qquad (3)$$

$$v_a + I\frac{dv_a}{dI} < 0$$

$$\frac{v_a}{I} < -\frac{dv_a}{dI}. \qquad (4)$$

Geometrisch heißt das: Die Tangente an die (v_a, I)-Kurve ist im stabilen Gebiete steiler im negativen Sinne gegen die I-Achse geneigt als die „Gleichstromwiderstandslinie", die Gerade vom Nullpunkt nach dem betrachteten Kurvenpunkte (Fig. 1). Im stabilen Gebiete muß die (v_a, I)-Kurve steiler als die gleichseitige Hyperbel abfallen.

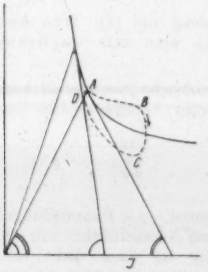


Fig. 1.

Da wir annehmen müssen, daß bei zunehmender Stärke der Verdampfung der Prozentsatz positiv geladener Teilchen unter den Dampfmolekülen sinkt, so wird die Steilheit der Kurve bei kleinem v_a abnehmen und ein Zustandsprodukt erreicht werden, für den $-\frac{dv_a}{dI}$ gleich, und hinter ihm kleiner als $\frac{v_a}{I}$ wird. Der Zustand ist hier also labil. Während für kleinere I einer Vergrößerung von I die sinkende Temperatur und einer Verkleinerung von I der steigende Anodenfall entgegen wirkte, wobei wahrscheinlich die Zustände in der positiven Säule und die Divergenz der Stromlinien (Vergrößerung der Gasstrecke) im wesentlichen den tatsächlichen Zustandspunkt bestimmten, strebt für I, die jenseits dieses kritischen Punktes liegen, der Zustand dahin, I immer weiter zu erhöhen.

Diese spontane Erhöhung der Stromdichte I geht jedoch nicht bis ins Unendliche. Einmal kann sich eine Gasentladung nicht auf einen punktförmigen Querschnitt zusammenziehen, weil die Ionen nicht bloß in Richtung der elektrischen Kraft, sondern infolge der Zusammenstöße auch nach den Seiten Geschwindigkeitskomponenten besitzen. Außerdem haben wir durch die Verdampfung es mit einer Produktion von Gas zu tun, welches sich seitlich als Aureole stark ausbreitet und so hohe Leitfähigkeit besitzt, daß ein beträchtlicher Teil des Stromes durch das Aureolengas fließt, wodurch die Anodenenergie $v_a \cdot I$ sinkt. Dabei kann sehr wohl auch die Oxydation eine Rolle spielen, indem durch sie die Ionisation des Aureolengases erhöht wird.

Überschreitet durch Veränderung einer der Bogenstromvariablen der (v_a, I)-Zustand den kritischen Wert

$$\left(\frac{d(v_a \cdot I)}{dI}\right) = 0,$$

so beginnt spontan die Strombahn sich unter Verminderung von v_a zusammenzuziehen, und zwar bewegt sich der Zustand nicht auf der statischen Kurve, sondern, da die erhöhte Verdampfung erst nach einer gewissen Erhöhung der Anodentemperatur eintritt, in einer flacheren Bahn mit höheren v_a-Werten (A—B) (in Fig. 1). Dabei steigert sich die Verdampfung, da das Produkt $v_a \cdot I$ erhöht ist auf einen anormalen Betrag und es findet Ausstoßung einer Dampfwolke statt (Punkt B). In diesem Augenblicke sinkt durch den entstehenden Nebenschluß durch das leitende Gas der Zustand plötzlich zu kleineren, infolge des aufgespeicherten Wärmeüberschusses, sogar den statischen Betrag noch unterschreitenden v_a-Werten (C). B—C ist aber ein stabiler Kurventeil, bei dem mit sinkenden v_a auch die Anodenenergie sinkt. Es besteht also die Tendenz zu rückläufiger Bewegung, die unter allmählicher Auskühlung auf dem ebenfalls stabilen Kurventeile C—D erfolgt und in das instabile Gebiet mit positiver Neigungstangente von A überleitet.

Der Zustand umläuft also eine „Hysteresisschleife" mit stark wechselnder Geschwindigkeit, die wesentlich durch thermische Vorgänge bedingt ist. Der Umlaufssinn entspricht einer

1) Die Ayrtonschen Messungen geben die (v_a, I)-Kurven und die Stromdichtenmessungen leider nicht unter gleichen Bedingungen.

geleisteten Arbeit. Bei jedem Umlauf wird ein akustischer Impuls auf die umgebende Atmosphäre ausgeübt, der bei geringer thermischer Leitfähigkeit des Materials (Kohle) einen hohen (Zisch-)Ton darstellt; bei hoher Leitfähigkeit ist der Ton oft über der Hörgrenze, so bei den „Zisch"-Formen der Metallbögen bei tiefem Druck[1]), die ebenfalls typische Aureolen besitzen.

Die Beobachtungen bestätigen die entwickelte Theorie des Zischens. Sie verlangt, daß die anodische Stromdichte einen gewissen Betrag überschreitet. Tatsächlich errechnet Rasch (l. c., S. 141) aus den Ayrtonschen Messungen die Zischgrenze bei Überschreiten einer Stromdichte von 70 A/qcm, ebenso gab Luggin[2]) an, daß Zischen bei 50 A/qcm eintritt.

Ferner tritt das Zischen bei größerer Bogenlänge später ein (vgl. Ayrton, Electric Arc, London), entsprechend den größeren Wärmeverlusten.

Daß das Eintreten des Zischens mit einer Erhöhung der anodischen Stromdichte zusammenhängt, geht auch aus folgendem hervor: Ein an kalter Anode zündender Lichtbogen besitzt starke Zischneigung, die nach dem „Einbrennen" verschwindet. Dieses Einbrennen besteht nur darin, daß der Bogen sich seitlich ausdehnend immer weitere Randzonen in seine Basis einbezieht, zuerst also auf kleinerer Fläche mit erhöhter Stromdichte brennt.

Ebenso besitzt der Wechselstrombogen, der sich bei jeder Halbperiode neu entwickeln muß, und zwar anodisch an der kühleren Elektrode, die kurz zuvor Kathode war, mindestens sicher während eines Teiles der Periode, abnormal hohe Stromdichte. Dem entspricht eine erheblich höhere Zischneigung als beim Gleichstrombogen bei ähnlicher Stromstärke.

La Rosa[3]) hat sowohl durch spektrale Untersuchung wie durch Versuche über das Schmelzen von Kohlenstoff wahrscheinlich gemacht, daß die Temperatur in dem mit hoher Frequenz schwingenden Bogen (also vor allem an der Anode) höher ist als in dem gewöhnlichen Bogen. Ein „Zischen" ist hier natürlich nicht möglich, solange die Schwingungsfrequenz gleich oder höher ist als die Zischfrequenz.

Den direkten Nachweis, daß der Bogen bei wachsender Stromstärke mit erhöhter Stromdichte und anormal hoher Kathodentemperatur brennt, hat M. Reich[4]) wenigstens für die kathodische Ansatzfläche durch kinematographische Aufnahmen erbracht. Fig. 2 und 3 geben

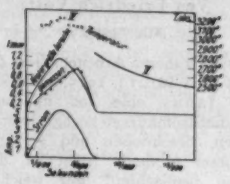


Fig. 2.

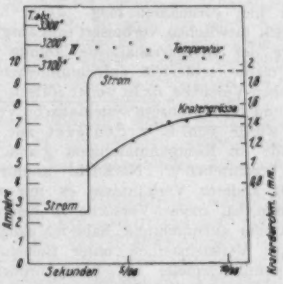


Fig. 3.

von ihm erhaltene Kurven. Sehr instruktiv ist Fig. 4, welche zeigt, wie der Bogen nach starker

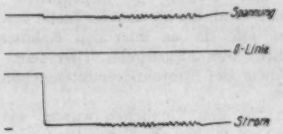


Fig. 4.

Erhöhung des Stromes zunächst, offensichtlich infolge der starken Wärmeableitung, trotz erhöhter Stromdichte ruhig brennt, dann eine Zeit lang zischt und schließlich nach genügendem Absinken der Stromdichte wieder ruhig wird.

Charlottenburg, 4. Februar 1919.

(Eingegangen 12. Mai 1919.)

1) A. Hagenbach u. H. Veillon, diese Zeitschr. 11, 833, 1910.
2) Wien. Ber. 98 (II), 1192, 1889.
3) La Rosa, Ann. d. Phys. (4) 29, 249; 30, 369, 1909.
4) M. Reich, diese Zeitschr. 7, 73, 1906.

Untersuchungen an Funkeninduktoren beim Betriebe von Röntgenröhren.

Von Friedrich Voltz.

(Mit Tafel XV.)

1. In zwei früheren Arbeiten, diese Zeitschr. 16, 133, 1915 und 16, 213, 1915, habe ich gemeinsam mit Janus eine von mir angegebene Methode, die Stromkurven hochgespannter Ströme darzustellen, beschrieben und gezeigt, wie es mittels dieser Methode leicht ist, die Stromkurven zu beobachten, mit welchen Hochspannungssystemen man auch immer es zu tun haben und welche Veränderungen man auch immer hier vornehmen mag. Diese Methode habe ich inzwischen verbessert und ausgestaltet. Infolge der Kriegsverhältnisse konnte ich jedoch meine seinerzeit aufgenommenen systematischen Versuche nicht weiter fortsetzen. Die erste und bisher einzige systematische Versuchsreihe wurde von E. v. Seuffert mit meiner Methode an Röntgenmaschinen gemacht und auch beschrieben[1]). Nachdem nunmehr mit Eintritt anderer Verhältnisse es mir möglich geworden ist, meine Versuche in dieser Richtung wieder aufzunehmen, habe ich einige systematische Versuchsreihen unter Belastung der Hochspannungsquelle mit Röntgenröhren mit der inzwischen verbesserten Methode ausgeführt und diese will ich im nachfolgenden beschreiben. Es sei hier bemerkt, daß diese Versuchsreihen nur ein Teil einer größeren Untersuchung, die ich in gemeinsamer Zusammenarbeit mit Wintz für medizinische Zwecke vornahm, sind, die an anderer Stelle beschrieben werden soll, da sie über den Rahmen dieser Zeitschrift weit hinausgeht. Hier seien nur die Ergebnisse der Stromkurvenuntersuchungen behandelt.

2. Zu den Versuchen wurde, wie bereits erwähnt ist, die von mir angegebene und in dieser Zeitschr. 16, 133, 1915 beschriebenen Methode angewandt. Die Verbesserungen, welche ich inzwischen vorgenommen habe, bestehen darin, daß einmal eine bedeutend größere Gehrckesche Röhre in einen größeren Propeller eingebaut wurde. Der Motor, welcher den Propeller antreibt, ist bedeutend leistungsfähiger und gestattet auf eine höhere Tourenzahl des Propellers zu kommen. Außerdem habe ich an der Einrichtung eine Meßvorrichtung angebracht, durch welche es mir möglich wurde, sowohl die Höhe des Glimmlichtes in Millimetern abzulesen, als auch die Größe der Basis der Stromkurven in gleichem Maße festzustellen. Ebenso konnte die Höhe des Glimmlichts einzelner Teilentladungen in Millimetern festgelegt werden. Dadurch konnte ich jede einzelne Entladungskurve genau untersuchen und graphisch auswerten.

Die zu den Versuchen benutzte Hochspannungsquelle war ein Symmetrieinduktorium der Reiniger, Gebbert & Schall A.-G. Der elektrische Aufbau dieses Instrumentariums ist schematisch in Fig. 1 dargestellt.

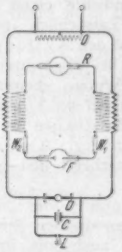


Fig. 1.

Das Symmetrieinduktorium besteht aus zwei völlig getrennten Spulenhälften. In der einen sekundären Stromkreishälfte liegt die Röntgenröhre R und in der anderen Stromkreishälfte eine Ventilfunkenstrecke F und zwei Wasserwiderstände W_1 und W_2. Der sekundäre Stromkreis ist also symmetrisch, ebenso wie auch der Primärstromkreis völlig symmetrisch aufgebaut ist. Auf der einen Seite dieses elektrischen Kreises befindet sich der Regulierwiderstand O zur Regulierung der Primärstromstärke, auf der anderen Seite befindet sich der Gasunterbrecher U und der Kondensator C, sowie eine Sicherheitslampe L. Durch diese völlig symmetrische Schaltung von Röntgenröhre, Ventilfunkenstrecke und Induktoren wird, wie die Erfahrung gezeigt hat, das erreicht, was zur Erzeugung besonders kurzwelliger Röntgenstrahlenkomponenten notwendig ist. Erstens wird verhindert, daß die von der Funkenstrecke, wie von jeder, ausgehenden schnellen elektrischen Schwingungen zur Röntgenröhre gelangen und deren Widerstandswert herabsetzen, weil diese Schwingungen von den Windungen der Sekundärspulen und den Wasserwiderständen W_1 und W_2 abgedrosselt werden[1]). Zweitens kann die elektrische Aufladung, die nach jedem einzelnen Stromstoß an den Elektroden der Röntgenröhre zurückbleibt und eben-

1) Münchn. med. Wochenschr. 1915, Heft 19.

1) Vgl. Janus, Fortschritte a. d. Gebiete der Röntgenstrahlen 24, 453, 1917.

falls die Röhre leitfähiger macht, also auch den Widerstandswert derselben herabsetzt, zu den Metallmassen der Sekundärspule abfließen, weil die die Leitung trennenden Vorrichtungen, wie Ventilfunkenstrecke usw. nicht zwischen Röntgenröhre und Induktoren liegen.

In die Verbindung zwischen der Röntgenröhre R und der einen Sekundärspule war nun die rotierende Glimmlichtröhre eingebaut.

Zugleich mit der Untersuchung der Stromkurven wurde auch das von der Röntgenröhre R ausgehende Röntgenstrahlengemisch elektrometrisch untersucht und auf seine medizinische Verwendbarkeit geprüft. Die Beschreibung dieser Versuche würde jedoch, wie bemerkt wurde, über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen und soll deshalb an anderer Stelle gemeinsam mit Wintz erfolgen.

Der Hochspannungskreis wurde mit drei verschiedenen Arten von Röntgenröhren belastet und zwar einer selbsthärtenden Siederöhre[1]), einer Lilienfeldröhre und einer Coolidgeröhre. Bei der Lilienfeldröhre wurde die Qualität des emittierten Strahlengemisches verändert und zwar so, daß drei verschiedene „Wellenlängenmittelwerte“[2]) (Härtegrade) des Gemisches dargestellt wurden.

In der Versuchsanordnung war außerdem die Möglichkeit gegeben, die Größe der Kapazität C, welche dem Unterbrecher U parallel geschaltet ist, systematisch zu verändern und zwar von $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm bis $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm, um so den Einfluß der Größe der Kapazität auf die Entladung sowohl, als auch auf das emittierte Röntgenstrahlengemisch zu studieren.

Ein Glockerscher Analysator[3]) gestattete weiter das von der Röntgenröhre ausgehende Röntgenstrahlengemisch qualitativ und quantitativ zu analysieren.

3. Mit der eben beschriebenen Versuchsanordnung wurde zunächst die Lilienfeldröhre betrieben. Der Wellenlängenmittelwert des Röntgenstrahlengemisches sei mit 15 bezeichnet, entsprechend der elektrischen Schaltung der Röhre. Nun wurden bei diesem Röhrenzustand der Reihe nach die Kapazitäten $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm bis $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm dem Unterbrecher U parallel geschaltet und die Stromkurven untersucht und graphisch ausgewertet. Das Resultat dieser Messungen ist in Tafel XV Fig. 1 aufgezeichnet. Die Betrachtung der Tafel XV Fig. 1 läßt folgende Schlüsse zu:

Bei einer Kapazität von $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm zeigt die Stromkurve 8 kräftige Entladungen, deren Maximalwerte in einer Exponentialkurve abzufallen scheinen. Die Kapazität $2 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm ergibt nur mehr 6 Teilentladungen; auch hier liegen die Scheitelwerte auf einer Exponentialkurve. 5 Entladungen erhalten wir bei $3 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm Kapazität. Bei einer Kapazität von $4 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm sind es nur mehr 4 Teilentladungen und bei einer solchen von $5 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm sind es ebenfalls 4 Einzelstromstöße. Das gleiche Bild haben wir bei einer Kapazität von $6 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm. Bei einer Kapazität von $7 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm und einer solchen von $8 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm wird die vierte Teilentladung zu einer kleinen nachklingenden Entladung. Ebenso ist dies bei einer Kapazität von $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm der Fall. Wenn wir die Kurven in ihrer Folge weiter genauer betrachten, so sehen wir, daß bei einer Kapazität von $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm bis etwa $4 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm die einzelnen Teilentladungen voneinander isoliert zu sein scheinen, während bei der weiteren Vergrößerung der Kapazität die Teilentladungen ineinander übergehen.

Nach dieser Versuchsreihe wurde nunmehr der Zustand der Lilienfeldröhre derart verändert, daß das Strahlengemisch bedeutend kurzwelliger wurde. Der Wellenlängenmittelwert dieses Gemisches sei mit 20 bezeichnet, wieder entsprechend der elektrischen Schaltung der Röhre. Bei diesem Röhrenzustand wurden nun der Reihe nach ebenfalls die Kapazitäten $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm bis $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm dem Unterbrecher parallel geschaltet und auch hier wieder die Stromkurven untersucht und graphisch ausgewertet. Das Resultat der Messungen ist in Tafel XV Fig. 2 aufgezeichnet. Die Betrachtung der Tafel XV Fig. 2 läßt folgende Schlüsse zu:

Bei einer Kapazität von $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm zeigt das Kurvenbild 8 kurze Entladungen, deren Maximalwerte wieder in einer Exponentialkurve abzufallen scheinen. Die Kapazität von $2 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm ergibt nur mehr 6 Teilentladungen, auch hier liegen die Scheitelwerte auf einer Exponentialkurve. 5 Entladungen erhalten wir bei $3 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm Kapazität. Bei einer Kapazität von $4 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm sind es 5 Teilentladungen, während bei einer solchen von $5 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm 4 Teilstromstöße beobachtet werden. Eine kräftige Entladung und zwei kurze nachklingende Entladungen beobachten wir bei einer Kapazität von $6 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm. Eine Kapazitätssteigerung auf $7 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm ergibt eine kräftige Hauptentladung, die in zwei weiteren, kleineren Entladungen ausklingt. Das gleiche Bild erhalten wir, wenn wir an Stelle von $7 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm, $8 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm und $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm dem Unterbrecher U parallel schalten. Betrachten wir hier die Kurven in ihrer Folge genauer,

1) Vgl. Wintz, Münchn. med. Wochenschr. 1917, Nr. 29.

2) Vgl. Voltz, Fortschr. a. d. Gebiete d. Röntgenstrahlen **26**, 78, 1918.

3) Vgl. Glocker, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **24**, 91, 1916; diese Zeitschr. **17**, 488, 1916.

so sehen wir, daß bei einer Kapazität von $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm bis $2 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm die einzelnen Teilentladungen voneinander isoliert zu sein scheinen, während bei der weiteren Vergrößerung der Kapazität die Partialentladungen ineinander übergreifen.

Der Zustand der Lilienfeldröhre wurde nunmehr weiter derart geändert, daß das Strahlengemisch abermals kurzwelliger wurde. Der Wellenlängenmittelwert dieses Gemisches sei entsprechend der Schaltung der Lilienfeldröhre mit 25 bezeichnet. Bei diesem Röhrenzustand wurden nun der Reihe nach ebenfalls die Kapazitäten $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm bis $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm dem Unterbrecher U parallel geschaltet und auch hier wieder die Stromkurven untersucht und graphisch ausgewertet. Das Resultat der Messungen ist in Tafel XV Fig. 3 aufgezeichnet. Die Betrachtung der Tafel XV Fig. 3 ergibt folgende Schlüsse.

Bei einer Kapazität von $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm ergeben sich im Kurvenbild 7 kräftige Teilentladungen, deren Maximalwerte wieder auf einer Exponentialkurve liegen. Die Anzahl der im Kurvenbild beobachteten Teilentladungen verringert sich auf 6 Entladungen, wenn man die Kapazität von $2 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm dem Unterbrecher U parallel schaltet. Eine Steigerung der Kapazität auf $3 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm ergibt 5 Teilentladungen; die gleiche Anzahl von Teilstromstößen erhalten wir bei einer Kapazität von $4 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm. Bei einer Kapazität von $5 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm erhalten wir nur mehr 4 Teilentladungen, während die Steigerung der Kapazität auf $6 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm nur mehr drei Entladungen beobachten läßt, deren dritte sehr klein ist. Die Kapazität von $7 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm zeigt ebenfalls drei Teilstromstöße. Auch hier ist der dritte Stromstoß sehr klein. Die gleichen Stromkurvenbilder können wir beobachten bei den Kapazitäten $8 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm und $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm. Eine genauere Betrachtung der Stromkurvenbilder zeigt auch hier, daß teilweise die einzelnen Partialentladungen voneinander isoliert erscheinen. Vollständig ist dies aber nur der Fall bei der Kapazität von $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm, während bei größeren Kapazitäten die Teilentladungen entweder ganz oder teilweise ineinander überfließen.

An Stelle der Lilienfeldröhre wurde nunmehr die Coolidge-Röntgenröhre in den Hochspannungskreis eingeschaltet. Der Zustand der Coolidgeröhre wurde bei diesen Versuchen nicht verändert, sondern es wurde mit einer konstanten Heizstromstärke von 2,5 Ampère gearbeitet. Nun wurden auch hier wieder der Reihe nach die Kapazitäten $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm bis $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm dem Unterbrecher U parallel geschaltet und die Stromkurven untersucht und graphisch ausgewertet. Das Resultat der Messungen ist in Tafel XV Fig. 4 aufgezeichnet. Die Betrachtung der Tafel XV Fig. 4 ergibt folgende Schlüsse:

Bei einer Kapazität von $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm ergeben sich im Kurvenbild eine Reihe von Teilentladungen, die allerdings nicht vollständig ausgeprägt sind. Man kann etwa fünf Teilentladungen erkennen. Die Anzahl der Teilentladungen, welche im Kurvenbild beobachtet werden können, verringert sich, wenn man die Kapazität auf $2 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm steigert. Auffällig ist hier das starke plötzliche Abfallen der Stromkurve. Eine weitere Steigerung der zum Unterbrecher U parallel liegenden Kapazität bewirkt, daß die Stromkurve aus einer Entladung besteht, der kleinere Teilentladungen nachfolgen. Diese Teilentladungen werden kleiner und kleiner und verschwinden bei einer Kapazität $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm fast vollständig.

In der letzten Versuchsreihe wurde in den Hochspannungskreis eine selbsthärtende Siederöhre eingeschaltet. Der Röhrenzustand wurde während der ganzen Versuchsreihe mittels des von Wintz[1]) angegebenen und beschriebenen Regenerierautomaten konstant gehalten. Die sekundäre Stromstärke war während der Untersuchungen mit der selbsthärtenden Siederöhre konstant 2,5 Milliampère. Wie in den vorausgegangenen Versuchsreihen wurden hier nun gleichfalls der Reihe nach die Kapazitäten $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm bis $9 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm dem Unterbrecher U parallel geschaltet und die Stromkurven untersucht und aufgenommen mittels des beschriebenen graphischen Verfahrens. Das Resultat der Messungen ist in Tafel XV Fig. 5 aufgezeichnet. Die Betrachtung der Tafel XV Fig. 5 ergibt folgende Schlüsse:

Bei einer Kapazität von $1 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm ergeben sich im Kurvenbild 3 Teilentladungen. Die Begrenzungslinien der Stromkurven beziehungsweise ihre Teilentladungen sind aber nicht, wie wir es in den vorausgegangenen Kurvenbildern beobachten konnten, scharfe, sondern die eigentlichen Entladungskurven sind überlagert von feinen Zacken, die besonders deutlich beobachtet werden können, wenn die Größe der Kapazität gesteigert wird. Die Anzahl der Teilentladungen, welche im Kurvenbild beobachtet werden können, verringert sich, wenn man die Kapazität auf $2 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm steigert, und zwar werden es hier zwei Teilentladungen. Die weitere Steigerung der Kapazität auf $3 \cdot 9 \cdot 10^5$ cm und mehr bewirkt, daß die eigentlichen Teilentladungen verschwinden und die Stromkurve nur mehr aus einer einzigen Entladung besteht.

4. Betrachtet man die beiden Primärspulen

1) Wintz, Münchn. med. Wochenschr. II, 382, 1916.

des Symmetrieinduktoriums zusammen mit der dem Unterbrecher U parallel geschalteten Kapazität C als Schwingungskreis, in welchem bei schneller Öffnung des Stromes im Unterbrecher Schwingungen zustande kommen, die auch analog im Sekundärkreis auftreten, wenn man von der Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis absieht, so lassen sich diese Schwingungen für alle Möglichkeiten berechnen, solange der Sekundärkreis nicht belastet wird und in demselben also kein Strom fließt. Der Berechnungsmöglichkeit entziehen sich diese Schwingungen jedoch, sobald der Sekundärkreis mit Röntgenröhren oder auch nur mit einer Glimmlichtröhre belastet wird. Die berechneten Vorgänge, also die Vorgänge im Sekundärkreis ohne Belastung geben jedoch manchen interessanten Vergleich mit den experimentell aufgefundenen Stromkurven, weshalb für das verwendete elektrische System die Vorgänge berechnet wurden.

Die Selbstinduktion des Kreises wurde nach der Formel (1) berechnet

$$L = \frac{(\pi \cdot N \cdot d)^2}{l} \cdot \frac{\mu}{1 + \nu(\mu + 1)}. \qquad (1)$$

Hier bedeuten N die Windungszahl der Primärspule, d den Durchmesser des Eisenkerns, l die Länge des Eisenkerns, μ die Permeabilität und ν den relativen Entmagnetisierungsfaktor. Es ergibt sich für die Selbstinduktion einer Spule der Wert:

$$L = 0{,}1065 \text{ Henry} = 0{,}1065 \cdot 10^9 \text{ cm}. \qquad (2)$$

Die rechnerische Auswertung des nach der schnellen Öffnung des Stromes im Unterbrecher U auftretenden Schwingungsvorganges führt zu dem Wurzelausdruck (3)

$$2\pi n = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \frac{w^2}{4L^2}} \qquad (3)$$

Hier ist L die Selbstinduktion des Kreises, C die Kapazität des Kreises und w der Widerstand des Kreises.

Aus der Gleichung (3) ergeben sich die nachfolgenden Gleichungen (4) und (5)

$$n = \frac{\sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \frac{w^2}{4L^2}}}{2\pi}, \qquad (4)$$

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \frac{w^2}{4L^2}}}. \qquad (5)$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich die Schwingungszeiten T und die Frequenzen n bei Veränderung der Primärkapazität C berechnen. Die aus den Rechnungen sich ergebenden Werte sind in der Tabelle I eingetragen.

Tabelle I.

C in cm	T in Sek.	n
$1 \cdot 9 \cdot 10^5$	0,002898	345
$2 \cdot 9 \cdot 10^5$	0,004098	244
$3 \cdot 9 \cdot 10^5$	0,005020	200
$4 \cdot 9 \cdot 10^5$	0,005870	170
$5 \cdot 9 \cdot 10^5$	0,006481	154
$6 \cdot 9 \cdot 10^5$	0,007099	141
$7 \cdot 9 \cdot 10^5$	0,007688	130
$8 \cdot 9 \cdot 10^5$	0,008198	122
$9 \cdot 9 \cdot 10^5$	0,008695	115

Aus den ersten drei Versuchsreihen nun, welche durch die Tafel XV Fig. 1, 2 und 3 illustriert werden, ergeben sich die Werte der Tabelle II.

Tabelle II.

Kap. in cm	$1 \cdot 9 \cdot 10^5$	$2 \cdot 9 \cdot 10^5$	$3 \cdot 9 \cdot 10^5$	$4 \cdot 9 \cdot 10^5$	$5 \cdot 9 \cdot 10^5$	$6 \cdot 9 \cdot 10^5$	$7 \cdot 9 \cdot 10^5$	$8 \cdot 9 \cdot 10^5$	$9 \cdot 9 \cdot 10^5$
n_0 bei Zustand 15	8	6	5	4	4	4	4	4	4
n_0 „ 20	8	7	6	5	4	4	3	3	3
n_0 „ 25	7	6	5	4	3	3	3	2	2

In dieser Tabelle II bedeutet n_0 die Anzahl der beobachteten vollen Teilstromstöße.

Trägt man die Werte aus den Tabellen I und II in ein Koordinatensystem ein, wobei als Ordinatenwerte die Kapazitäten aufgetragen werden mögen, so ergeben sich die Kurven I, II, III, IV der Fig. 2. Man ersieht aus dem Vergleich der Kurven ein vollständig analoges Verhalten. So wie die Zahl der Frequenzen mit Vergrößerung der Kapazität C abnimmt, so nimmt auch die Anzahl der Teilentladungen ab.

Komplizierter liegen die Verhältnisse, wenn in das Hochspannungssystem an Stelle der Lilienfeld-Röntgenröhre eine Coolidgeröhre oder eine selbsthärtende Siederöhre eingeschaltet wird. Doch kann auch hier zwischen der Steigerung der dem Unterbrecher U parallel geschalteten Kapazität und dem Abnehmen der Teilentladungen eine Beziehung beobachtet werden. Zwischen dem Geringerwerden der Frequenzen und dem Abnehmen der Teilentladungen und der Zusammensetzung des von der Röntgenröhre ausgehenden Strahlengemisches besteht gleichfalls ein bestimmter Zusammenhang, dessen

Fig. 2.

Darstellung jedoch an dieser Stelle und in diesem Rahmen zu weit führen würde. Er soll an anderer Stelle ausführlich behandelt werden. Hier soll nur soviel erwähnt sein, daß das Strahlengemisch mit abnehmender Zahl der Teilentladungen weit weniger heterogen ist.

Zusammenfassung.

1. Es wird gezeigt, wie sich die Stromkurven hochgespannter Ströme verändern bei ein und derselben Röhre und ein und demselben Röhrenzustand, wenn man die zum Unterbrecher parallel liegende Kapazität verändert und wie außerdem die Stromkurven bei verschiedenen Röhren verschieden sind.

2. Es ergibt sich eine Parallele zwischen den abnehmenden Frequenzen und den weniger werdenden Teilentladungen bei steigender Kapazität.

Auch zwischen der Anzahl der Frequenzen beziehungsweise zwischen der Anzahl der Teilstromstöße und der Zusammensetzung des in diesem Falle emittierten Röntgenstrahlengemisches ergibt sich eine Parallele in dem Sinne, daß mit dem Abnehmen der Teilstromstöße das Strahlengemisch weit weniger heterogen wird.

Die beschriebenen Untersuchungen wurden im Versuchslaboratorium der Universitätsfrauenklinik Erlangen ausgeführt.

(Eingegangen 25. März 1919.)

Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern.

(Dritte Mitteilung.)

Versuche von Helmut Kröncke in Deutsch-S.-W.-Afrika.

Von Heinrich Löwy.

Nachdem 7 Jahre seit meiner letzten Arbeit[1]) auf diesem Gebiet vergangen sind, will ich heute über den Stand der Frage berichten. Ich bin in letzter Zeit öfters auf die Ansicht gestoßen, daß sich meine Pläne und Methoden zur elektrischen Erforschung des Erdinnern als undurchführbar erwiesen haben, ja ich habe selbst bis vor kurzem gemeint, daß man bei der weiteren Bearbeitung dieser Fragen auf wesentliche Schwierigkeiten gestoßen sei. Das ist aber nicht der Fall. Die Sache liegt vielmehr so, daß seit 1912 — abgesehen von den Krönckeschen Tropenversuchen im Jahre 1914 — die beiden Hauptfragen, nämlich: das Tropenproblem und die unterirdische Telegraphie auf große Distanzen überhaupt nicht bearbeitet wurden. Seit dem Fernversuch zwischen den Kalibergwerken in Ronnenberg und Weetzen (Januar 1912) ist kein weiterer Versuch gemacht worden. Die Expedition auf die Sinai-Halbinsel der Herren Dr. Erich Mayer und Dr. Max Werner im Sommer 1916 wurde aber so vorzeitig — nach 3 wöchentlicher Dauer – abgebrochen, daß sie als ernsthafter Beitrag zu dieser Frage nicht in Betracht kommt. Es wurde nur an zwei verschiedenen Orten experimentiert. In einem Bericht an das Preußische Kriegsministerium wird mitgeteilt, daß die Versuche „infolge der starken nächtlichen Feuchtigkeit keinen Erfolg hatten“ und daß „nach Aussagen aller Landeskenner“ die Verhältnisse auf der ganzen Sinai-Halbinsel ähnlich liegen. Das ist nicht richtig. John Ball, der auf der Sinai-Halbinsel Triangulationen vorgenommen hat, berichtet („The Geography and Geology of West-Central Sinai“ Cairo, Governement Press, 1916, pag. 5), daß im Gegenteil das Klima vorherrschend trocken ist: „The climate of this part of Sinai, as of the peninsula as a whole, is temperate and dry . . . Rain occasionally falls, but the average yearly amount is probably under an inch . . . How clear the air may be in the district is illustrated by the fact that many triangulation sights have been taken over distances exceeding 100 kilometres, the longest

1) H. Löwy u. G. Leimbach, Zweite Mitteilung, diese Zeitschr. 13, 397, 1912. Die später veröffentlichte Notiz in der Zeitschr. des Ver. deutsch. Ing. 58, 1700, 1914 betrifft lediglich Prioritätsfragen.

being one of 166 kilometres". Nur vereinzelt, speziell in der Nähe der Küste, treten allerdings ganz abnorm große Feuchtigkeiten auf: „On the tracts near the coast, warm wet mists are apt to fill the air for days at a time, even in winter, and the lack of evaporation from the skin makes one very uncomfortable when climbing under these conditions . . .". Ich meine, daß Versuche außerhalb dieser Randzonen Erfolg haben würden. Nur die elektrischen Aufschlußarbeiten im Bergbau[1]) wurden in der Zwischenzeit gefördert. Hier sind schöne Erfolge erzielt worden[2]), obwohl diese Fragen wesentlich schwieriger sind als das Tropenproblem. Beim Wassernachweis in Kali-Bergwerken z. B. muß nämlich verlangt werden, daß auch sehr dünne Wasseradern nicht übersehen werden, weil dadurch ein ganzes Bergwerk gefährdet werden könnte. Ein solches Übersehen ist beim Wassersuchen in den Tropen ohne Belang, hier interessiert man sich ja hauptsächlich für große weit ausgedehnte Wasseransammlungen.

Sämtliche seit 1912 gemachten Arbeiten sind von den Physikern der „Physikalischen Werkstätten" (früher: „Erforschung des Erdinnern") G. m. b. H. in Göttingen unter der Leitung von Herrn Dr. Gotthelf Leimbach durchgeführt worden. Ich habe auf diese Arbeiten keinen Einfluß genommen und erst kürzlich Gelegenheit gehabt, sie näher kennen zu lernen. Dies gilt auch von der Kröncke'schen Expedition, über die hier zum erstenmal berichtet wird.

Im April 1914 ging Herr Dr. Helmut Kröncke nach Deutsch Süd-West-Afrika und hat dort mit Unterstützung des Deutschen Reichskolonialamts von Ende Mai bis zum Ausbruch des Weltkrieges, Anfang August 1914, mittels der elektrischen Methoden nach Wasser gesucht. Er hat speziell die Kapazitäts- und Dämpfungsmethode[3]) und die von Leimbach angegebene „Viertelwellenlängenmethode"[4]) erprobt. Im folgenden teile ich einen Auszug aus den Briefen mit, die Herr Dr. Kröncke an Herrn Dr. Leimbach gerichtet hat. Zum besseren Verständnis bemerke ich, daß es sich bei der erstgenannten Methode um einfache Kapazitäts- und Dämpfungsmessungen an einer symmetrischen, auf dem Boden ausgebreiteten Antenne handelt. Aus dem Vergleich der Werte an verschiedenen Orten wird auf das Vorhandensein von Wasser oder Erz geschlossen, die Tiefe wird aus der Zunahme der Kapazität bei sukzessiver Verlängerung der Antenne bestimmt. In theoretisch einfacher Weise bestimmt sich die Tiefe bei dem Leimbach'schen „Viertelwellenlängenverfahren". Dasselbe beruht auf folgendem Gedanken: Befindet sich eine Antenne parallel über einer reflektierenden Fläche, so wird die Senderschwingung durch die reflektierten Wellen beeinflußt, und zwar besonders stark, wenn die Distanz ein ganzes Vielfaches einer Viertelwellenlänge ist. Diese Methode setzt — wie alle Reflexionsmethoden — das Vorhandensein einer gut reflektierenden Fläche voraus. In allen Fällen, wo der Übergang von der isolierenden Oberschicht zu den leitfähigen Schichten in stetiger Weise erfolgt, muß man auf das Kapazitätsverfahren zurückgreifen. Kröncke hat daher auch in den im folgenden beschriebenen Versuchen die Kapazitätsmethode durchweg zum Nachweis und zur Bestimmung der Richtung der unterirdischen Ströme, die Viertelwellenlängenmethode zur Bestimmung der Tiefe benutzt (vgl. Brief Nr. 4).

Aus den Briefen von H. Kröncke.

Brief Nr. 1. (Aus Karibib, D. S.-W.-Afrika, 28. Mai 1914.)

„Gestern habe ich hier in Karibib meine ersten Versuche gemacht, deren Resultate ich vorwegnehmen möchte.

Meine Absicht war, zunächst einmal den groben Effekt der Wirkung des Wassers auf die Antenne zu bekommen. Deshalb machte ich nur Wellenlängenmessungen bei Summererregung mit verschiedenen Antennenlängen. Die ersten Messungen (A) machte ich in einer Gegend, wo eine Reihe ergiebiger Brunnen sind, wo also mit Sicherheit Wasser zu erwarten ist. Dann ging ich etwa 1000 m weiter, um die Messungen zu wiederholen (B).

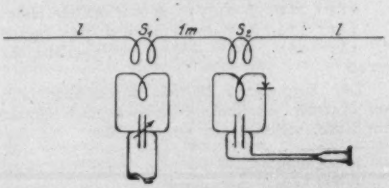


Fig. 1.

1) H. Löwy, Kapazitäts- und Dämpfungsmethode, D.R.P. Nr. 254478, angemeldet 2./4. 1912.
2) G. Leimbach u. E. Mayer, diese Zeitschr. 14, 447, 1913; G. Leimbach, Kali 8, Heft 7, 1914; 11, Heft 4, 1917; W. Schwarzenauer, Kali 8, Heft 12, 1914.
3) H. Löwy, D.R.P. Nr. 254478 angemeldet 2./4. 1912.
4) G. Leimbach, D.R.P. Nr. 273339 angemeldet 26./3. 1913.

Resultate:

	A			
l	15	30	55	100 m
S_1	9400	9400	9400	26700 cm
λ[1])	138	245	418	830 m

	B			
l	15	30	55	100 m
S_1	9400	9400	9400	26700 cm
λ	151	269	478	1020 m

Als Antenne konnte ich blanken Draht benutzen, trotzdem die Gegend durchaus nicht vegetationslos ist. Der Boden ist aber vollkommen trocken. Wovon die allerdings nur wenigen Pflanzen existieren, ist nicht zu erkennen (sie sehen aber auch darnach aus). An den Messungen überraschte mich zuerst, daß die Messungen bei B erheblich größere Kapazitäten ergaben als bei A; bis mir mein Wirt mitteilte, daß gerade da, wo ich die Messungen B machte, auch mit der Wünschelrute eine Wasserader in angeblich geringer Tiefe nachgewiesen wäre, über deren Verlauf er aber nichts sagen konnte. Überhaupt weiß kein Mensch Bestimmtes über die hiesigen Wasserverhältnisse zu sagen. Die Angaben der Tiefe der Quellen bei den einzelnen Brunnen schwanken mit Eleganz zwischen 8 m und 45 m, daß es eine Freude ist. Auch weiß kein Mensch, auch die Geologen nicht, ob hier ein Grundwasserspiegel vorhanden ist oder nicht. Meine nächsten Versuche werde ich nun zuerst in sicher trockenem[2]) Gebiete machen, und wenn ich dazu auf die Berge klettern muß, die ziemlich leicht zu erreichen sind.

Meines Erachtens können wir mit den ersten paar Messungen sehr zufrieden sein. Wenn sie auch quantitativ absolut nichts besagen, so folgt doch aus ihnen, daß wir es mit ganz erheblichen Wirkungen zu tun haben".

Brief Nr. 2 (2. Juni 1914.)

„Von meinen weiteren Versuchen ist zu berichten, daß die Kapazitätsmethode unter genau denselben Verhältnissen, wie im letzten Brief beschrieben, die Wellenlängen

1. 125 211 350 715 m auf halber Höhe
2. 114 174 335 —[3]) m auf der Spitze
3. 117 202 362 —[3]) m von zwei Hügeln

ergab.

Der Berg Nr. 2 besteht anscheinend nur aus Marmor. 1 und 3 wahrscheinlich Granit mit Kalk, vielleicht in einiger Tiefe. An der Stelle 1 sitze ich jetzt an der Viertelwellenmethode. Wasser könnte nach den Messungen in etwa 100 m Tiefe sein (hier sage ich natürlich so etwas nicht). Jedenfalls ist damit über die Methode noch nichts entschieden. Wo hier die Wasserverhältnisse ganz unbekannt sind, kann ich nichts tun, als zunächst an möglichst verschiedenen Stellen Material sammeln. Ich habe so λ, b und I^2 (d. h. Wellenlänge, Dämpfungsfaktor und Strom) mit und ohne Kondensator parallel zur Funkenstrecke bei verschiedenen Antennenlängen und bei reichlicher Variation der Verlängerungsspulen und Verkürzungskondensatoren gemessen. Von jetzt ab werde ich aber nur noch mit Kondensator parallel zur Funkenstrecke arbeiten".

Brief Nr. 3 (aus Karibib, 9. Juni).

„Von den Messungen bei den Marmorwerken ist vor allem zu bemerken, daß zunächst die Kapazitätsmessungen bei einem Brunnen, der bei 45 m Wasser hat (wie hier in Karibib) dieselben Wellenlängen herauskamen wie hier. Dann ging ich weiter von dem Brunnen fort, und entsprechend sank die Wellenlänge auf einen ziemlich konstanten Wert. Aber an einer Stelle gab es darauf noch einmal eine ganz kolossale Abnahme der Antennenkapazität, und zwar an einer Stelle, wo mit der Wünschelrute ein Wasserlauf festgestellt war. Was da nun los ist, weiß man nicht, weil dort noch nicht gebohrt ist. Aber die Wünschelrute hat seiner Zeit den Wasserlauf quer durch den ganzen Berg angegeben; ich halte es nun für möglich, daß dort eine ziemlich große Kluft vorliegt, wie sie in Marmor häufiger vorkommen. Die Kluft könnte dann vielleicht unten etwas Wasser führen. Darüber könnte ich aber nur auf Grund von Dämpfungsmessungen etwas sagen. Dafür habe ich aber noch keine sicheren Grundlagen durch Messungen über trockenem Gestein. Diese werde ich hoffentlich in Kubas bekommen. Die Dämpfungen waren aber auch hier in Karibib über Wasser in 32 m Tiefe (nach der $\lambda/4$-Methode gemessen, daher noch Vorsicht!) sehr klein; bei fast ungekürzter Antenne etwa 0,4, sonst viel weniger (parallele Kapazität natürlich)".

Brief Nr. 4 (aus Kubas, 16. Juni 1914).

„Ich habe mich jetzt überzeugt, daß das wichtigste Wasservorkommen hier in Südwest das in verhältnismäßig schmalen, unterirdischen Strömungen ist. So ist hier in Kubas ein Rivier, das auch Wasser führt, aber das Rivier wird von einem ganz schmalen Wasserstrom geschnitten, der viel mehr Wasser und in geringerer Tiefe führt. Vorläufig ist es mir noch nicht möglich gewesen, eine unterirdische

1) λ = Wellenlänge.
2) Soll heißen: „wasserlosem".
3) Für 100 m lange Antennen war kein Platz.

Wasserfläche von größerer Ausdehnung aufzutreiben, um die Verfahren mit zwei Antennen zu benutzen, und ich bin auf die Kapazitäts- und Viertelwellenmethode beschränkt geblieben. Ich werde auch noch einige Zeit damit genügend zu tun haben, diese beiden Verfahren unter den verschiedensten Verhältnissen anzuwenden, aber ich bin schon jetzt überzeugt, daß sie beide einer lohnenden praktischen Verwendung fähig sind. Ich mache jetzt die Sache immer so, daß ich zunächst mittels der Kapazitätsmethode einen Wasserlauf und seine Richtung feststelle. Zu dem Zwecke messe ich λ und $\mathfrak{d}$ bei gestreckten Antennen und schwenke dann erst die eine und dann die andere Antennenhälfte um die Apparatur herum[1]), wobei ich immer λ und $\mathfrak{d}$ messe. So habe ich hier

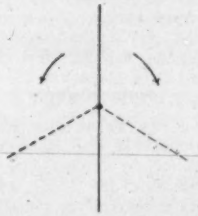


Fig. 2.

in Kubas schon an drei Stellen den Ort und die Richtung eines Wasserlaufes festgestellt. Dann lege ich die Antenne der Länge nach

Fig. 3.

Fig. 4.

1) Die gegenseitige Kapazität der Antennenhälften tritt hierbei noch nicht in Wirksamkeit.

in die gefundene Richtung und bestimme mittels der $\lambda/4$-Methode die Tiefe, wie die Figuren zeigen. Die beiden Maxima in der rechten Figur (Fig. 4) dürften beide derselben Wellenlänge λ_0 entsprechen. Weil ich erst in einigen Tagen die Brunnen abloten kann, konnte ich ε für Granit noch nicht genau bestimmen[1]). Es scheint für Granit etwa $\varepsilon = 6$ zu sein, für Kalk etwa $\varepsilon = 4$.

Ich bin, wie gesagt, fest überzeugt, daß unsere Verfahren hier die Anwendung lohnen, aber ich glaube, daß dafür nur die Kapazitäts- und die $\lambda/4$-Methode in Betracht kommen werden. Die anderen sind viel zu kompliziert. Bei der $\lambda/4$-Methode lasse ich die Antennenlänge konstant und ändere sie nur in sehr großen Sprüngen. Das übrige mache ich mit Spulen und Drehkondensatoren".

Brief Nr. 5 (aus Farm Kubas, 26. Juni 1914).

„Gestern und heute habe ich hier im Höllenschluchtrevier, 4 km von Kubas, nach Wasser gesucht. Hier wollte der Farmer, Herr Meyer (Meyers gibt es hier nämlich auch) in der nächsten Zeit bohren lassen. Ich habe also die beste Gelegenheit, die Brauchbarkeit unserer Verfahren wirklich vorzuführen. An der Stelle, an der gebohrt werden sollte, ist nach meinen Messungen nicht viel Wasser zu erwarten, oder höchstens in großer Tiefe. Dagegen habe ich etwa 60 m davon entfernt eine Stelle angegeben, wo ziemlich viel Wasser sein kann und in 12 m Tiefe. Wegen der geringen Tiefe soll nun schon nächste Woche angefangen werden, einen Brunnen zu machen; die Arbeit wird nur acht bis vierzehn Tage in Anspruch nehmen, so daß ich vielleicht noch selbst die Sache mir ansehen kann, vor allem der Übergang vom Trockenen ins Feuchte, und genaue Tiefenmessung zur Bestimmung von ε machen kann".

Der letzte Brief vor Ausbruch des Weltkrieges ist von Kubas, 18. Juli datiert. Kröncke berichtet darin von einer fünftägigen Tour ins Innere des Landes, die er — zu Studienzwecken — mit einem Geologen der Deutschen Kolonialgesellschaft unternahm. Die elektrischen Instrumente konnte er nicht mitnehmen. Am 8. August wurde die Mobilmachung in S.-W.-Afrika erklärt. Am 9. August meldet er sich in Outjo zum Eintritt in die 6. Kompagnie und wird Ende Oktober in einem Gefecht verwundet. Der nächste Brief ist aus der Gefangenschaft geschrieben.

Brief Nr. 6 (Gefangenlager, 13. Oktob. 1915).

„Zu Otjiwaronge hatte ich bei Ausbruch des Krieges an einer Bohrstelle, die von Geologen angegeben war, die Wassertiefe auf etwa

1) ε ist die Dielektrizitätskonstante.

75 m angegeben. Die Bohrung ergab bei 73 m Wasser, das aber nicht reichlich genug zufloß. Leider wurde weiteres Bohren eingestellt. Ich halte es für wahrscheinlich, daß in etwas größerer Tiefe noch Wasser gekommen wäre".

Brief Nr. 7 (Kamp Aus, Verkehrszug I, 29. Jan. 1916).

„Von Angaben über Wasser, die ich auf Grund von Messungen vor dem Kriege machte, traf die von der Farm Audawib-Ost ein, wo schon gebohrt wurde und wo in Übereinstimmung mit den Messungen kein Wasser angetroffen wurde. Ferner in Otjiwaronge sagte ich an einer Stelle, wo gebohrt werden sollte, daß bei etwa 75 m Wasser zu erwarten sei. Bei 73 m wurde Wasser angetroffen, aber nur wenig. Leider wurde die Bohrung nicht fortgesetzt. Ich hatte zwar ausdrücklich erklärt, daß ich über die Menge noch nichts aussagen könnte, aber meiner Ansicht nach kann eine schwach wasserführende Schicht in so großer Tiefe keine starken Reflexionswirkungen hervorbringen, noch dazu durch eine nicht unbeträchtliche Grundwasserfeuchtigkeit in 10 m Tiefe hindurch. Meiner Ansicht nach mußte mindestens bis 85 m gebohrt werden. Außerdem machte ich nur noch die schon vor dem Kriege mitgeteilte Angabe bei Kubas[1]); ein Resultat ist mir noch nicht bekannt".

Das ist der letzte Brief, der hier für uns von Interesse ist. Dr. Kröncke befindet sich noch immer in S.-W.-Afrika. Die wichtigsten Ergebnisse seiner Versuche sind:

1. Die Antenne kann ohne Isolation auf den Erdboden gelegt werden (Nr. 1).

2. Die Kapazitätsmessungen ergeben an verschiedenen Orten markante Unterschiede (Nr. 1). Abnahme der Kapazität beim Erheben auf Hügeln (Nr. 2) oder beim Entfernen von einem Brunnen (Nr. 3). Die Kapazität hat an verschiedenen Orten bei gleicher Tiefe des Grundwassers den gleichen Wert (Nr. 3).

3. Es gelangen fünf Nachweise von unterirdischen Strömen mit Angabe der Richtung durch Kapazitätsmessungen und Tiefenbestimmung mittels der $\lambda/4$-Methode (Nr. 4, 5 und 6). Eine von diesen Messungen konnte durch eine Bohrung kontrolliert werden und wurde bestätigt.

Wien, April 1919.

(Eingegangen 30. Mai 1919.)

Anmerkung.

Herr Dr. Kröncke ist eben aus Afrika zurückgekehrt und hat eine Korrektur der vorliegenden Mitteilung durchgesehen. Auf einer Karte (aus Einbeck, den 9. Aug. 1919) schreibt er mir: „Daß es möglich ist, mittels elektrischer Wellen Wasser festzustellen und dessen Tiefe zu messen, ist nach meinen Versuchen nicht mehr zweifelhaft".

Göttingen, August 1919.

1) Brief Nr. 5.

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Der Energieinhalt der Festkörper im Lichte der neueren Forschung[1]).

Von Erwin Schrödinger.

Einleitung. Übersicht.

Die folgende Darstellung würde sich um ein Stück harmonischer und abgerundeter haben gestalten lassen, hätte sich der Referent nicht peinlich zur Pflicht gemacht, auch nicht über eine einzige der noch recht zahlreichen Unebenheiten des Stoffes mit glatter Zunge hinwegzugleiten. Dies und die überall gebotene äußerste Knappheit des Ausdrucks wird die Lektüre zu einer nicht eben leichten und teilweise unbefriedigenden machen. Ein kurzer Abriß des Inhalts vorausgeschickt, mag darin etwas bessern.

Die im Anschluß an die kinetische Gastheorie und an das Gesetz von Dulong und Petit entwickelte klassische Vorstellung, daß jedem Freiheitsgrad die gleiche mittlere Wärmeenergie kT zukommt (§ 1), erweist sich als unhaltbar (§ 2), selbst wenn man die Zahl der Freiheitsgrade durch Komplexbildung variieren läßt (§ 3).

1) Neuere zusammenfassende Darstellungen mit gleichem oder verwandtem Thema: F. Richarz, Die Theorie des Gesetzes von Dulong und Petit, Zeitschr. f. anorg. Chem. 58, 356; 59, 146, 1908. s. a. Derselbe, Ann. d. Phys. 39, 1617, 1912; Verh. d. D. Phys. Ges. 18, 365, 1916. — A. Eucken, Neuere Untersuchungen über den Temperaturverlauf der spezifischen Wärme, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 8, 489, 1911. — Derselbe, I. Conseil Solvay, Deutsche Ausgabe, S. 376 ff. Halle a. S., Knapp, 1914. — A. Wigand, Neuere Untersuchungen über spezifische Wärmen, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 10, 54, 1913. — E. Grüneisen, Molekulartheorie der festen Körper, II. Conseil Solvay, Brüssel 1913. — W. Nernst, Vorträge über die kinetische Theorie usw („Wolfskehl-Woche" Göttingen 1913), S. 63 ff.; Teubner. Leipzig 1914. — Derselbe, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes, Kap. III u. IV, Halle a. S. Knapp, 1918. — E. Schrödinger, Die Ergebnisse der neueren Forschung über Atom- und Molekularwärmen. Die Naturwissenschaften 5, 537 u. 561, 1917.

Nimmt man aber als Vergleichskörper („Thermometer") statt des idealen einatomigen Gases Hohlraumstrahlung von der empirischen (d. i. Planckschen) Zusammensetzung (§ 4), so findet man für die mittlere Energie eines Freiheitsgrades von der Frequenz ν den Wert

$$\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1}. \qquad (A)$$

§ 5 und 6 behandeln die Beziehungen dieses Ausdruckes zur Quantentheorie der Strahlung und zum Nernstschen Wärmesatz und sind für den logischen Aufbau entbehrlich. — Schreibt man allen Freiheitsgraden des Festkörpers das gleiche ν und jedem die mittlere Wärmeenergie (A) zu, so führt das zu einer Temperaturabhängigkeit von C_v (§ 7), welche von der neueren Experimentalforschung (§ 8) im allgemeinen bestätigt wird (§ 9). Theoretische und experimentelle Erwägungen deuten aber auf eine Vielheit von Schwingungszahlen (§ 10). Sie ergibt sich daraus, daß man die möglichen Bewegungen des Festkörpers als Ganzen in Normalschwingungen zerlegt (§ 11) und jeder derselben wieder den Energiewert (A) zuschreibt. Schon eine verhältnismäßig rohe Abschätzung des „Spektrums" der Normalschwingungen (§ 12) klärt den C_v-Verlauf quantitativ auf für jene „thermisch einfachen" Körper, für die er als Funktion von T/Θ universell ist (§ 13). Die charakteristische Körperkonstante Θ (von der Dimension einer Temperatur), die eng verknüpft ist mit einer gewissen oberen Grenzfrequenz, weist interessante Beziehungen auf nicht nur (der entwickelten Theorie gemäß) zu den elastischen, sondern auch noch zu anderen Eigenschaften des Materials, insbesondere stimmt die Grenzfrequenz selbst mit der Frequenz etwa vorhandener Reststrahlen nahe überein (§ 14). Aber trotz der schönen Erfolge erweisen Experiment und Theorie die entwickelte Anschauung nur als vorläufige Näherung, in Strenge gültig nur für tiefste Temperaturen (§ 15, 16) und aus vielen Gründen ausbaubedürftig (§ 17, 18).

Eine strenge Theorie muß zur Berechnung des mechanischen Spektrums von unserer Kenntnis der Raumgitterstruktur der festen Materie Gebrauch machen (§ 19—22). Die Durchführung beleuchtet grell Vorzüge und Fehler der früher benutzten Näherung. Letztere liegen a) in der Annahme nur einer Grenzfrequenz, b) in der Nichtberücksichtigung der Anisotropie aller echten Festkörper, c) in der Nichtberücksichtigung einer mechanischen Dispersion, die für höchstfrequente elastische Wellen als Folge der Gitterstruktur auftritt. Einige halb-empirische Formelbildungen lassen sich formal begründen. Eine vollständige Vorhersage des thermisch-energetischen Verhaltens aus dem elastischen oder optischen Verhalten (Reststrahlen) allein erweist sich als theoretisch ausgeschlossen.

Damit erscheint der positive Teil der Theorie, soweit er bis jetzt vorliegt, abgeschlossen. Als eine nicht minder wichtige Leistung des Ansatzes (A) erscheint es aber, daß er die offenkundige energetische Passivität gewisser Gruppen von Freiheitsgraden aufklärt (§ 23 u. 24). Bis jetzt am wenigsten geklärt ist die Rolle der Elektronen beim Aufbau des Gitters und besonders das energetische Verhalten der freien Metallelektronen (§ 25).

Ein Anwachsen von C_v über den Dulong-Petitschen Wert hinaus bei hoher Temperatur würde der Theorie nicht unverständlich sein. (§ 26). Experimentell mit voller Sicherheit fest gestellt ist ein solches Verhalten für die Ferromagnetika und wird hier durch die Langevin-Weißsche Theorie des „champ moléculaire" gut verständlich. Eine bessere Anpassung dieser Theorie an die Raumgittermodelle scheint aber nötig (§ 27.) —

Die Regeln von Dulong und Petit und Neumann-Kopp. Die klassische Theorie[1]).

§ 1. Die ältesten Erfahrungssätze über die Abhängigkeit des Energieinhaltes der Festkörper von der Temperatur sind bekanntlich die beiden folgenden:

a) Thermisch äquivalente Portionen verschiedener Elemente, d. h. solche Massen derselben, denen man für gleiche Temperaturerhöhung die gleiche Wärmemenge zuführen muß, erweisen sich meist sehr angenähert als chemisch äquivalent, d. h. sie stehen im Verhältnis der chemischen Atomgewichte. Nach der Atomtheorie enthalten sie also gleichviel wirkliche Atome. Für ein Grammatom (d. h. $N = 6{,}17 \times 10^{23}$ Atome) und 1^0 C sind meist nahe bei 6,4 cal nötig[2]).

b) Eine chemische Verbindung hat meist nahe dieselbe Wärmekapazität wie die unverbundenen Komponenten zusammen[3]).

Beide Regeln haben dem Chemiker bei Atomgewichtsbestimmungen die wertvollsten Dienste geleistet. Von ihnen theoretisch Rechenschaft zu geben, wurde der dynamisch-statistischen Theorie der Wärme um vieles leichter, als ihren nur sehr approximativen Charakter und ihr — in einigen Fällen — völliges Versagen zu erklären. Die neuere Experimentalforschung hat diese „Ausnahmen" als, bei tiefer Temperatur, allgemein und in der Temperaturabhängigkeit der Atom- und Molwärmen wurzelnd festgestellt.

1) Ausführlicher referiert bei A. Wigand l. c.
2) Dulong u. Petit 1818.
3) Neumann (1831), Regnault (1840), Kopp (1864). Näheres über beide Regeln etwa bei W. Nernst, Theoretische Chemie 5. Aufl. S. 263 ff.

Die experimentell ermittelte Temperaturabhängigkeit und damit auch jene sogenannten Ausnahmen theoretisch zu verstehen, bildet den hauptsächlichen Gegenstand dieses Referats. —

Der von der älteren Forschung als häufigster Wert oder „Häufungsstelle" der Atomwärme bezeichnete Wert 6,4 cal/°C gilt für die „Atomwärme bei konstantem Druck" $C_p = A\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_p$. ($U$ = Energieinhalt pro Gramatom, T = absolute Temperatur, p = Druck, A = kalorisches Arbeitsäquivalent $= 2{,}387 \times 10^{-8}\ \frac{\text{cal}}{\text{erg}}$). Die „Atomwärme bei konstantem Volum"

$$C_v = A\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v \tag{1}$$

(V = Atomvolum) ist nach der reinen Thermodynamik (1. Hauptsatz) kleiner, erstens um die äußere Ausdehnungsarbeit

$$A \cdot 3\alpha p \tag{2}$$

(3α = kubischer, thermischer Ausdehnungskoeffizient), die bei festen Körpern unter Atmosphärendruck stets unmeßbar klein ist, zweitens um den Betrag der „inneren" Arbeit.

$$A \cdot 3\alpha V\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T. \tag{3}$$

Hier kann man in bekannter Weise, mittels des 2. Hauptsatzes den experimentell unbequemen letzten Faktor eliminieren und erhält unter Vernachlässigung von (2):

$$C_p - C_v = A \cdot \frac{9\alpha^2 V T}{\varkappa}, \tag{4}$$

wo

$$\varkappa = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T \tag{5}$$

die isotherme kubische Kompressibilität ist.

Bringt man diese Korrektion (soweit die nötigen Daten bekannt) an den C_p der Elemente an, so rückt die Häufungsstelle von etwa 6,4 (für C_p) auf etwa 6,0 cal/°C (für C_v)[1]).

Das ist sehr genau das Doppelte von C_v der einatomigen Gase[2]), deren gesamtes thermisches und elastisches Verhalten fast restlos durch die Annahme verständlich wird, daß ihr Energieinhalt ausschließlich in fortschreitender Bewegung der Atome besteht und ausschließlich von der Temperatur (nicht vom Volumen) abhängt; und zwar gilt für ein Grammatom, bei der Temperatur T

$$U = \frac{3RT}{2}, C_v = A\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v = \frac{3AR}{2} \backsimeq 3\ \text{cal/°C},$$

wo R, die universelle Gaskonstante, $= 8{,}315 \cdot 10^7$ erg/°C, $AR = 1{,}985$ cal/°C. D. h. die Energie der fortschreitenden Bewegung beträgt durchschnittlich pro Freiheitsgrad (d. i. für ein Atom in einer Koordinatenrichtung):

$$E = \frac{U}{3N} = \frac{RT}{2N} = \frac{kT}{2}; \qquad k = \frac{R}{N} = 1{,}347 \times 10^{-16}\ \text{erg/°C}. \tag{7}$$

—

Im Gegensatz zu Gasen und Flüssigkeiten wechseln im festen Körper die Atome nicht ihre Plätze, wie aus dem Fehlen der Diffusion und der Brownschen Ortsveränderung kleinster submikroskopischer Einschlüsse folgt. Die Wärmebewegung jedes Atoms kann hier also nur in Schwingungen um einen gewissen mittleren Ort bestehen, an welchem das Atom durch die Wirkung seiner Nachbarn festgehalten wird. Seine Energie wird dann nicht ausschließlich kinetischer, sondern auch potentieller Art sein.

Nichts liegt darum näher, als jene einfache Beziehung zwischen C_v der Festkörper und einatomigen Gasen dahin zu deuten, daß die Atome des Festkörpers dieselbe mittlere Energie der fortschreitenden Bewegung besitzen wie die Gasatome, daß aber — wie es bei einem durch unregelmäßige Stöße hin- und hergeworfenen Pendel bei kleinen Ausschlägen tatsächlich der Fall wäre — ein durchschnittlich ebenso großer Betrag jeweilig als Energie der Lage aufgespeichert ist.

Eine schärfere statistisch-mechanische Analyse erweist diese Schlüsse als folgerichtig. Sie liefert einmal das berühmte Boltzmannsche Äquipartitionstheorem[1]), wonach sich die Bewegungsenergie zweier in Wechselwirkung stehender mechanischer Systeme im Zeitmittel wie die Zahlen ihrer Freiheitsgrade verhalten (und bei „sehr vielen" Freiheitsgraden „fast immer" sehr angenähert wie diese Zahlen). Wenden wir das etwa auf einen festen Körper und auf das *He*-Thermometer an, mit dem wir seine Temperatur messen, so folgt die Gleichheit der mittleren kinetischen Energie pro Freiheitsgrad, die also auch für den festen Körper den Wert (7) haben muß. Die Gleichheit der potentiellen und kinetischen Energie ergibt sich exakt, wenn die Kräfte zwischen den Atomen lineare (Vektor-)Funktionen ihrer gegen-

1) F. Richarz, Wied. Ann. **48**, 708, 1893; G. N. Lewis, Zeitschr. f. physik. Chem. **32**, 364, 1900; Zeitschr. f. anorg. Chem. **55**, 200, 1907; Journ. Amer. chem. soc. **29**, 1165 u. 1516, 1907; E. Grüneisen, Ann. d. Phys. (4), **26**, 401, 1908.

2) W. Dittenberger, Diss. Halle 1897; R. Thomas, Diss. Marburg 1905; A. Eggert, Diss. Marburg 1910, M. Pier, Zeitschr. f. Eleckrochem. **15**, 536, 1909.

1) L. Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie, Bd. II, Kap. 3 u. 4. — J. H. Jeans, I. Solvay-Kongreß, S. 45 ff., der deutschen Ausgabe.

seitigen Lagenänderung sind[1]), oder, wie Richarz[2]) zeigt, angenähert, wenn, bei beliebigem stetigen Kraftgesetz die Lagenänderungen nur genügend klein sind (dann ist nämlich die Linearität angenähert erfüllt; einfachstes Beispiel: Pendel).

§ 2. Dieser letzte Schritt, der die Theorie erst von einer allzu speziellen Voraussetzung zu befreien und darum zu stärken scheint, versetzt ihr, wenigstens in dieser einfachen Form, den Todesstoß. Während die erste Form die erwünschte Möglichkeit zu bieten scheint, die „Streuung" von C_v und auch die erheblicheren Abweichungen vom „kanonischen" Wert $3AR \backsimeq 6$ in plausibler Weise auf Abweichungen der Kraftgesetze von der Linearität zurückzuführen[3]), treibt der Richarzsche Gedankengang unausweichlich zu der Forderung, daß bei abnehmender Amplitude, also bei abnehmender Temperatur, der Energieinhalt des Grammatoms dem Wert

$$U = 3RT, \qquad (8)$$

also C_v dem Wert $3AR$ asymptotisch zustreben sollte[4]).

Das Gegenteil ist der Fall. Die unternormalen C_v nehmen mit sinkender Temperatur rasch noch weiter ab[5]), und — was freilich erst die neueren Untersuchungen gezeigt haben — bei genügend tiefer Temperatur sinken alle Atom- und Molekularwärmen fester Stoffe auf kleine Bruchteile des kanonischen Wertes herab[6]).

Aus diesem Widerspruch gibt es offenbar zwei Auswege: entweder man nimmt an, daß die Zahl der Freiheitsgrade veränderlich ist, und zwar bei tiefer Temperatur weit unter $3N$ herabgeht; will man das nicht, so folgt, daß die durchschnittlichen Bewegungsenergien von Fest- und von Gas-Atomen im Wärmekontakt im allgemeinen verschieden sind. — Endlich wäre noch eine Verquickung beider Annahmen möglich, die freilich allen festen Boden unter den Füßen raubt.

§ 3. Der erste Weg ist zuerst von Richarz[7]) und später noch mehrmals betreten worden in einer Form, die in der Boltzmannschen Theorie der zwei- und mehratomigen Gase ein Vorbild hat: es sind die sogenannten Agglomerations- oder Komplexbildungshypothesen[8]).

1) L. Boltzmann, Wien. Ber. **63** (II), S. 731, 1871.
2) F. Richarz, Wied. Ann. **67**, 702, 1899.
3) F. Richarz, Marb. Ber. 1906, S. 187.
4) Anders Wigand l. c. S. 70 f.
5) H. F. Weber, Pogg. Ann. **154**, 367 u. 553, 1875; Belm, Wied. Ann. **66**, 237, 1898; Ann. d. Phys. **1**, 257, 1900; Tilden, Phil. Trans. **201**, 37, 1903.
6) Ausführliche Literatur später.
7) F. Richarz, Marb. Ber. 1904, S. 1.
8) M. Reinganum, diese Zeitschr. **10**, 351, 1909; J. Duclaux, C. R. **155**, 1015, 1912; J. chim. phys. **11**, 157, 1913; C. Benedicks, Ann. d. Phys. (4) **42**, 133, 1913; A. H. Compton, Phys. Rev. (2) **5**, 338; **6**, 377, 1915; hierzu: F. Schwers, ibid. **8**, 117, 1916.

Die Molekularwärme der zweiatomigen Gase wird nur in einigen Fällen (z. B. Cl_2, Br_2, J_2) doppelt so groß gefunden, wie die der einatomigen, niemals größer, wie man erwarten könnte auf Grund der Überlegung, daß zu der kinetischen Energie der sechs Freiheitsgrade der fortschreitenden Bewegung noch interatomare Energie der Lage hinzutritt. Wohl aber ist sie z. B. bei H_2, N_2, O_2 kleiner, nämlich nur ungefähr

$$C_v = \frac{5}{2}AR \quad (\text{statt } \frac{6}{2}AR, \text{ oder mehr.}) \qquad (9)$$

Es fehlt also anscheinend im Molekül ein ganzer Freiheitsgrad! Das hat Boltzmann bekanntlich mit Erfolg dahin gedeutet, daß das Atompaar in diesen Fällen starr zusammengewachsen ist und einen Körper von der Symmetrie und den mechanischen Eigenschaften eines starren, vollkommen glatten Rotationsellipsoids bildet.

In ähnlicher Weise lassen alle Formen der Agglomerationshypothese die Zahl der Freiheitsgrade im Festkörper bei sinkender Temperatur durch Bildung immer größerer starrer Komplexe in dem zur Erklärung des C_v-Verlaufes erforderlichen Maße abnehmen.

Gegen diesen Ausweg steht erstens, daß die Kompressibilität auch bei den tiefsten erreichten Temperaturen, wo die Bildung starrer Komplexe schon sehr weit vorgeschritten sein müßte, nur um Prozente abzunehmen pflegt[1]). — Zweitens würde diese Auffassung ganz unvermittelt neben die eingangs erwähnte Erfahrungstatsache treten, daß im Falle der chemischen Bindung — der Komplexbildung $\varkappa\alpha\tau' \dot{\varepsilon}\xi o\chi\dot{\eta}\nu$ — bei Festkörpern so häufig keine nennenswerte Änderung der gesamten Wärmekapazität auftritt. — Drittens endlich ist die Agglomerationstheorie auf einer erheblichen gedanklichen Härte aufgebaut, die dadurch nicht gemildert wird, daß sie auch schon der Theorie der mehratomigen Gase eigentümlich ist.

Man überlege sich nur: in beiden Fällen ist nicht davon die Rede, daß ein (einzelner, individueller) Freiheitsgrad allmählich ausscheidet, daß er um so weniger Energie aufnimmt, je fester die Bindung. Sie mag so „steif" sein, wie sie will, er wird immer noch den vollen Betrag kT (den doppelten wie im Falle der Ungebundenheit!) aufnehmen. Axiomatische Starrheit wird verlangt, damit er — dann aber auch völlig — ausscheide.

Wenn diese Diskontinuität auch nicht notwendig auf „Sprünge" im C_v-Verlauf führen muß, so erweckt doch schon der gedankliche Sprung Unbehagen genug, um die Auffassung von Haus

1) Vgl. E. Grüneisen, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 502, 1911.

aus zu einer nur provisorischen zu stempeln. Sie geht in der Tat in der neueren Theorie völlig auf, unter Beseitigung der Diskontinuität und Herbeiführung des erwünschten „Je—Desto"-Verhältnisses, und zwar sozusagen von selbst, ohne daß etwa gerade dies den Ausgangspunkt oder das Ziel der neueren Auffassung bilden würde. Als reife Früchte von ihrem Baum wird uns auch die Lösung einiger anderer Schwierigkeiten zufallen, vor allem der Frage: Was ist's mit der Rotationsenergie der Atome? — Warum scheinen die zahlreichen optischen bzw. elektrischen Freiheitsgrade, auf die wir aus dem komplizierten Bau der Spektren fast mit Notwendigkeit schließen müssen, vom Energieaustausch praktisch ausgeschlossen zu sein? (s. u. § 23 u. 24).

Der Strahlungswert für die Oszillatorenergie[1]).

§ 4. Sehen wir von einer zahlenmäßigen Verminderung der Freiheitsgrade ab (und vorläufig auch von den beiden zuletzt geäußerten Bedenken), so beweist der starke Abfall bei tiefen Temperaturen des Verhältnisses

$$\frac{C_v \text{ des Festkörpers}}{C_v \text{ des } He\text{-Thermometers}}$$

bündig, daß die Fest-Atome zwar vielleicht in vielen, aber sicher nicht in allen Fällen dieselbe Translationsenergie wie die mit ihnen im Wärmegleichgewicht stehenden Gasatome besitzen; mithin: Ungültigkeit des Äquipartitionstheorems.

Wenn nun schon in der Berechnung des Gleichgewichts: Festkörper-Gas ein Verstoß gegen die Tatsachen liegen soll, welcher andere Weg von annähernd derselben theoretischen Zwanglaufigkeit bietet sich dar, um einen Anhaltspunkt für die Wärmeenergie des Festkörpers zu gewinnen? Gibt es einen Körper, den wir in seinem gesamten thermodynamischen Verhalten auch nur ebenso klar durchschauten, wie das — in der Natur so nahe verwirklichte — ideale einatomige Gas?

Die Theorie der Wärmestrahlung[2]) behauptet, daß es einen „Körper" gibt, der uns, wenigstens in einigen Hauptpunkten, sogar noch sicherer bekannt ist: das Vakuum. Es gelingt der reinen Thermodynamik im Verein mit der Maxwell-Hertzschen Elektrodynamik, nachzuweisen (Boltzmann), daß ein vollkommenes Vakuum, wenn es nur mit Körpern einer Temperatur im Strahlungsaustausch steht, einen mit T^4 proportionalen (Strahlungs-)Energieinhalt haben muß. Ja sogar über die Verteilung der Energie auf Schwingungszahlen vermag schon die reine Thermodynamik (2. Hauptsatz) eine Aussage zu machen (Wiensches Verschiebungsgesetz). Sei $u(\nu, T)d\nu$ die räumliche Energiedichte mit Schwingungszahlen zwischen ν und $\nu + d\nu$, dann muß u von der Form sein

$$u(\nu, T) = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right). \qquad (10)$$

Die Erfahrung bestätigt das speziellere Planck-sche Strahlungsgesetz

$$u(\nu, T) = \left(\frac{8\pi h}{c^3}\right) \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \qquad (11)$$

wo k dieselbe Abkürzung wie oben, Gl. (7), c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, h die sog. Plancksche Konstante, die sich empirisch zu

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \text{ erg.sec} \qquad (12)$$

ergibt. — Bringen wir nun an unserem Festkörper statt, oder besser noch, nebst dem *He*-Thermometer ein „Strahlungsthermometer" an, etwa indem wir in ihn eine Höhlung bohren, welche durch genügend dicke Schichten des Körpers nach außen allseitig abgeschlossen ist und nur ein kleines Beobachtungsfenster besitzt, dann können wir schon nach dem Stefan-Boltzmannschen T^4-Gesetz die Temperatur des Körpers an der austretenden Strahlung erkennen. Sie wird an beliebigen Körpern mit gleicher (Helium-)Temperatur gleich intensiv, ja sogar von derselben, durch (11) gegebenen spektralen Zusammensetzung sein. Mit dieser Strahlung steht also jeder Körper im Wärmegleichgewicht. — Aber wie sollen wir daraus einen Anhaltspunkt für die Energie der Körperatome gewinnen?

Da jede wirkliche Wandsubstanz denselben Strahlungszustand hervorbringt, haben wir mit Planck die Kühnheit, dies auch für eine möglichst vereinfachte und dadurch der Rechnung zugängliche „ideale" Wandsubstanz zu fordern. Wir lassen die Wand aus einer „Mischung" einfacher elektrischer Oszillatoren mit linearer Schwingungsgleichung[1]) von allen möglichen Eigenschwingungszahlen bestehen. Die Oszillatoren sollen räumlich so weit getrennt sein, um sich gegenseitig nicht direkt zu beeinflussen, aber doch eine genügend mächtige Hülle um den Hohlraum bilden, um jeden Strahlungsaustausch mit der Außenwelt zu hindern. Dann befindet sich einer von den innersten Resonatoren mit der Eigenschwingungszahl ν in einem homogen-isotropen Strah-

1) Die Darstellung folgt in der Hauptsache dem Gedankengang von A. Einstein, I. Solvay-Kongreß, Bericht Einstein; Ann. d. Phys. (4) **35**, 685ff. 1911.

2) Siehe M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung. Leipzig, J. A. Barth. 1. Aufl. 1906. 2. Aufl. 1913.

1) Etwa: Zwei entgegengesetzt geladene kleine Massen, auf einer Geraden beweglich, durch quasielastische Kraft verbunden.

lungsfeld von bekannter Beschaffenheit und es läßt sich berechnen, daß seine durchschnittliche Energie $E(\nu, T)$ mit der Energiedichte $u(\nu, T)$ seiner Eigenschwingungszahl in der einfachen Beziehung stehen muß

$$E(\nu, T) = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} u(\nu, T). \qquad (13)$$

Setzen wir hier das empirisch bestätigte Strahlungsgesetz (11) ein, so ergibt sich

$$E(\nu, T) = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = kT \frac{x}{e^x - 1}; \quad x = \frac{h\nu}{kT} \qquad (14)$$

Für denselben Resonator im Wärmegleichgewicht mit Gasatomen würde das Äquipartitionstheorem geben

$$E(\nu, T) = kT. \qquad (15)$$

Die Einführung der Hilfsvariabeln x setzt den für das Folgende wichtigen Umstand in Evidenz, daß der Faktor, um den (14) sich von (15) unterscheidet, eine Funktion des Verhältnisses T/ν ist. Für große T oder kleine ν fallen beide Ausdrücke zusammen; je kleiner T und je größer ν ist, ein um so kleinerer Bruchteil des Äquipartitionswertes kommt dem Oszillator nach unserer jetzigen Überlegung zu. Die Kurven I und II der Fig. 1 sollen den genauen Sachverhalt noch besser veranschaulichen.

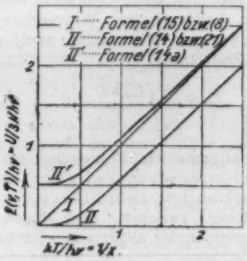


Fig. 1.

Würde sich nun der Oszillator in den beiden Fällen wirklich auf verschiedene E-Werte einstellen, so wäre für ein System: Strahlung — Oszillatoren — Gas, thermodynamisches Gleichgewicht unmöglich, jedenfalls würde das (scheinbare) Gleichgewicht zwischen zwei Bestandteilen von der räumlichen Anordnung und von der Anwesenheit oder Abwesenheit des dritten abhängen, was den thermodynamischen Grundtatsachen widerspricht. Entweder (14) oder (15) muß falsch sein, wenn unser Oszillatoren-Ensemble nicht eine utopische, thermodynamisch undenkbare Idealisierung der wirklichen Materie ist.

Mit Planck und Einstein glauben wir das nicht, halten (15) für falsch, und (14) für die oben geforderte Richtigstellung — natürlich zunächst für den Fall des einfachen Oszillators, aber im Wärmegleichgewicht mit jedem beliebigen System.

Die beiden Planckschen Hypothesen[1]).

§ 5. Den eben beschriebenen Weg hat zuerst Planck beschritten, damals freilich in umgekehrter Richtung. Er schloß aus (13) und (14) auf (11), während wir eben (mit Einstein) von (11) und (13) auf (14) geführt wurden. Natürlich konnte Planck (14) nicht aus der gewöhnlichen statistischen Mechanik gewinnen, da diese immer nur auf (15) und mit Rücksicht auf (13) in unerbittlicher Hartnäckigkeit auf das (sinnlose) Rayleigh-Jeanssche „Strahlungsgesetz"

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi k T}{c^3} \nu^2 \qquad (16)$$

führt, was die Unmöglichkeit des thermodynamischen Gleichgewichts zwischen Strahlung und Materie bedeuten würde[2]). Man kommt nach Planck zu (14) durch die Hypothese, daß die Oszillatoren der Eigenschwingungszahl ν die Strahlungsenergie nur in „Quanten" von der Größe $h\nu$ emittieren und absorbieren. Dann kommen nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung die hochfrequenten und darum (nach Annahme) „hochquantigen", die kleinere Portionen verschmähen, zu kurz.

Diese erste Form der Quantenannahme stand mit der sonst konsequent verwendeten Mechanik und Elektrodynamik in allzu schroffem Widerspruch. Wollte man die quantenhafte Struktur in die Strahlung selbst verlegen, so sanken mit dem Gebäude der Wellenoptik die Theorien der Interferenz und Beugung, ja ein Teil des Fundaments der Planckschen Rechnungen selbst in Schutt und Staub. Andernfalls — bei normaler Struktur der Strahlung — mußte der Resonator kraft einer Art „Prophetengabe" schon am Beginn jedes Absorptionsaktes „wissen", ob der auffallende Wellenzug auch lang genug anhalten werde, um ihm einen ganzen Betrag $h\nu$ zu liefern. — Jedenfalls bestanden und bestehen für die erste Plancksche Theorie große Schwierigkeiten und es ist wertvoll zu wissen, daß es ausreicht, sich die Absorption kontinuierlich nach den Gesetzen der Mechanik und Elektrodynamik und nur die Emission quantenhaft zu denken. Und

1) Planck, Theorie der Wärmestrahlung 1. Aufl. 1906 (1. Fassung); 2. Aufl. 1913 (2. Fassung).

2) Das folgt auch direkt aus dem Äquipartitionstheorem, wenn man erwägt, daß der Strahlung nach unserer Auffassung unendlich viele Freiheitsgrade zukommen (Jeans).

zwar soll Emission nur beim Passieren der ausgezeichneten Energiewerte

$$h\nu,\ 2h\nu,\ 3h\nu,\ \ldots\ nh\nu\ \ldots. \qquad (17)$$

je mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit erfolgen, und wenn sie eintritt, eine vollständige sein (sog. zweite Plancksche Theorie). Natürlich führen diese Annahmen zu einer von (13) etwas abweichenden Beziehung, weil der Oszillator vor Erreichung der ersten Stufe $h\nu$ überhaupt nicht emittiert. Seine Energie wird daher auch im schwächsten Strahlungsfeld langsam mindestens bis $h\nu$ ansteigen und in der Grenze für verschwindendes Feld den Durchschnittswert $\frac{h\nu}{2}$ behalten. Die Rechnung führt auf

$$E(\nu, T) = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} + \frac{h\nu}{2}, \qquad (14a)$$

während die Strahlungsformel (11) ungeändert bleibt. Formel (14a) wird durch Kurve II (Fig. 1) dargestellt. Das Glied $h\nu/2$, um das sich (14) und (14a) unterscheiden, ist die vielberufene Nullpunktsenergie. Solange es sich nur um Energieänderungen handelt und ν sich nicht ändert, ist es unerheblich, ob man mit ihr rechnet oder ohne sie. An den wenigen Punkten, wo sie für die Atom- und Molwärmen der Festkörper von Bedeutung werden könnte, werden wir im folgenden besonders darauf hinweisen, sonst aber stets mit dem einfacheren Ausdruck (14) arbeiten. — —

Es hat nicht an Versuchen gefehlt, die so unnatürliche und gezwungene Quantenannahme überhaupt ganz zu vermeiden und Formeln wie (11), (14), (14a) u. ä. auf Grund durchaus kontinuierlicher Vorstellungen über den Energieaustausch abzuleiten[1]). Doch war bisher keinem dieser Versuche ein voller Erfolg beschieden und es scheint im Gegenteil, daß „irgend etwas Diskontinuierliches" in den Voraussetzungen durchaus unentbehrlich ist — wenn man es nicht, wie im § 4 geschehen, vorzieht, dieses vage hypothetische Element einfach durch das empirische Strahlungsgesetz zu ersetzen.

Die Beziehung zum Nernstschen Wärmesatz.

§ 6. Für $T = 0$ verschwindet nach (14) nicht nur die Oszillatorenergie selbst, sondern auch ihr Differentialquotient nach T, den man als „Wärmekapazität" des Oszillators bezeichnen kann. Auf die Vermutung, daß die spezifischen Wärmen aller festen (und flüssigen) Körper bei tiefer Temperatur gegen Null konvergieren, wird man nun nach Nernst und Planck noch von einer ganz anderen Seite her geführt.

Eine der vielen Formen, das Nernstsche Wärmetheorem[1]) auszusprechen, ist die: In der Nähe des absoluten Nullpunktes sollen alle chemischen oder physikalischen Umwandlungen zwischen „kondensierten" (d. i. festen oder flüssigen) Systemen ohne Änderung der Entropie sich abspielen.

Planck[2]) geht einen Schritt weiter und verlangt, daß dieses additive Verhalten der Entropie zwischen endlichen Entropiewerten stattfinden soll (nicht etwa zwischen unendlich großen, was nach Nernst noch zulässig wäre). Da nun die Entropie S eines Körpers, von irgendeinem zugänglichen Anfangszustand aus gezählt, gegeben ist durch

$$S = \int_0^T \frac{C_v dT}{T}, \qquad (18)$$

das Integral genommen für eine Zustandsänderung bei konstantem Druck, so kann S für $T = 0$ nur endlich bleiben, wenn dort C_v (und daher nach (4) auch C_v) verschwindet[3]). — Dann ist es — und zwar nur auf eine Art — möglich, die untere Integralgrenze in (18) allgemein so festzulegen, daß diese Gleichung selbst zum konzisesten Ausdruck des Wärmetheorems in der Planckschen Erweiterung wird; nämlich durch die Festsetzung

$$S = \int_0^T \frac{C_v dT}{T}. \qquad (19)$$

In dieser allgemeinen Festlegung der bisher noch in jedem einzelnen Fall ganz unbestimmten Entropiekonstante sieht Planck den tieferen Zusammenhang zwischen dem Nernstschen Wärmetheorem in der allgemeinen Thermodyna-

1) Z. B.: R. C. Tolman, Phys. Rev. 4, 145, 1914; S. Ratnowsky, Verh. d. D. Phys. Ges. 17, 64, 1915; K. Försterling, Ann. d. Phys. (4) 47, 1127, 1915. — Von bes. Interesse ist: W. Nernst, Verh. d. D. Phys. Ges. 18, 83, 1916; vgl. hierzu L. Zehnder, Verh. d. D. Phys. Ges. 18, 134, 181, 1916.

1) W. Nernst, Gött. Nachr. 1906, S. 1. — Für die umfangreiche Literatur s. F. Pollitzer, Die Berechnung chemischer Affinitäten nach dem Nernstschen Wärmetheorem. Stuttgart, F. Enke. 1912; W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes, Halle a. S. W. Knapp 1918.

2) M. Planck, Vorlesungen über Thermodynamik, 3. Aufl. Leipzig, Veit & Co. 1911, S. 266 ff.; diese Zeitschrift 13, 165, 1912; Ber. d. D. Chem. Ges. 45, 5, 1012.

3) Nach Nernst läßt sich umgekehrt aus dem Verschwinden der Atomwärmen sein Wärmetheorem streng beweisen. — W. Nernst, Berl. Ber. 1912, S. 134; M. Polanyi, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 333, 1914; 17, 315, 1915; K. Czukor, ibid. 16, 486, 1914; ferner S. 72 ff. u. 194 ff. der zitierten Nernstschen Monographie. — Kritik: A. Einstein, H. A. Lorentz, I. Solvay-Kongreß S. 243 f. der deutschen Ausgabe; A. Einstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 820, 1914.

mik und der Quantentheorie in der Atomdynamik[1]).

Nach Boltzmann muß sich für ein thermodynamisches System, von dem wir uns ein bestimmtes atomkinetisches Bild entworfen haben, die Entropie eines thermodynamisch bestimmten Zustandes („Makrozustand") berechnen lassen nach der Gleichung

$$S = k \lg W. \qquad (20)$$

Hier ist W ein Maß der Wahrscheinlichkeit des Zustandes, nämlich die Anzahl der durch die Werte aller Atomvariablen festgelegten Zustände des atomkinetischen Bildes („Mikrozustände"), welche den betreffenden Makrozustand realisieren. Nun ist W offenbar unendlich, d. h. unbestimmbar, solange man nicht übereinkommt, wie stark sich zwei Mikrozustände unterscheiden müssen, damit wir sie als verschieden ansehen. Es wird eine Art Zellenteilung des Gebietes der Mikrozustände nötig. Nach Boltzmann ist die absolute Größe der Zellen willkürlich[2]), wenn die Teilung nur genügend fein ist. Dadurch bleibt, wie in der thermodynamischen, so auch in der atomistischen Entropiedefinition eine additive Konstante unbestimmt. Wenn nun die Tatsachen eine allgemeine Festlegung der thermodynamischen Entropiekonstanten nahelegen, so kann man vermuten, daß die Größe der Zellen eben doch nicht willkürlich ist, daß vielmehr dem Gebiete der Mikrozustände, dem „Phasenraum", in jedem Falle eine ganz bestimmte „wahrscheinlichkeitstheoretische Struktur" zugeschrieben werden muß.

In der Tat laufen nun beide Planckschen Hypothesen über den Energieaustausch der Resonatoren darauf hinaus, eine ganz bestimmte Zellteilung im Zustandsgebiet einer Gesamtheit von Oszillatoren herzustellen. Für die erste Fassung leuchtet das unmittelbar ein, da nach ihr der Oszillator überhaupt nur einer abzählbaren Menge von Energiewerten fähig sein soll[3]). Aber auch nach der zweiten Fassung haben Zustände zwischen $nh\nu$ und $(n+1)h\nu$ bei der Berechnung der Wahrscheinlichkeit W als unwesentlich verschieden zu gelten, weil ein Oszillator, wenn er den Wert $nh\nu$ einmal überschritten hat, zwangläufig, ohne Eingreifen irgendeines Zufallsaktes, alle Zwischenwerte der Energie bis $(n+1)h\nu$ in ganz bestimmter Zeitfolge durchläuft — und keinen dieser Werte auf eine andere als die angegebene Weise erreichen kann[4]).

1) M. Planck, Ber. d. D. Chem. Ges. **45**, 5, 1912; diese Zeitschr. **13**, 165, 1912.

2) Die relative Größe wird durch den Liouvilleschen Satz der Mechanik bestimmt.

3) Die Schwingungsphase des Oszillators wird als unerheblich betrachtet.

4) M. Planck, Berl. Ber. 1917, S. 324.

Die Theorie des Energieinhalts der Festkörper hat bis heute noch nicht den hohen Flug genommen, den die konsequente Weiterbildung dieser Gedankenketten[1]) fordern würde. Weniger kühn, weniger konsequent, aber auch weniger Fährlichkeiten ausgesetzt, hat sie den Weg einer sinngemäßen direkten Übertragung der einfachen Oszillatorformel (14) auf die einzelnen Freiheitsgrade des Festkörpers betreten: vorerst unsicher tastend, dann mit wachsender Zuversicht, da die Tatsachen ihn immer mehr als heuristisch gangbar erwiesen.

Die „monochromatische" Theorie der Atomwärmen[2]).

§ 7. Von den Eigenschaften der idealisierten Oszillatorenmaterie tritt in dem Ausdruck (14) für die durchschnittliche Energie eines Oszillators (und in jeder Form der quantentheoretischen Begründung dieser Formel) nur dessen Eigenschwingungszahl ν auf. Die Vermutung liegt nahe, daß (15) immer dann einer Richtigstellung bedürfen wird, wenn der Bewegungsvorgang, um den es sich handelt, irgendwelche Art von Periodizität aufweist; und weiter: daß an die Stelle von (14) der Ausdruck (15) immer dann zu treten hat, wenn es sich um ein Gebilde handelt, das, sich selbst überlassen, einfach harmonische Schwingungen ausführt. Da nun die Schwingungen der Atome im wirklichen Festkörper sicherlich als eine Art periodischer Bewegung anzusprechen sind, kann man versuchen, ob sich ihr Energieinhalt nicht wenigstens in einfachen Fällen (etwa für die festen Elemente oder einzelne unter ihnen) dadurch darstellen läßt, daß man die Formel (14) ganz unmittelbar auf die translatorischen Freiheitsgrade der Atome überträgt, mit einer für jeden solchen Festkörper charakteristischen Eigenschwingungszahl.

Bezeichnen wir diese wieder mit ν, so würde dann den $3N$ Freiheitsgraden der N Atome eines Grammatoms die Schwingungsenergie zukommen

$$U = 3N \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = 3RT \frac{x}{e^x - 1}; \quad x = \frac{h\nu}{kT} \qquad (21)$$

und wenn ν von T unabhängig ist, die Atomwärme:

1) M. Planck, Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 407, 438, 1915; Berl. Ber. 1915, S. 909; Ann. d. Phys. **50**, 385, 1916; Berl. Ber. 1916, S. 653. — A. Einstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **19**, 116, 1917;

2) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **22**, 180, 800, 1907; **34**, 170, 590, 1911.

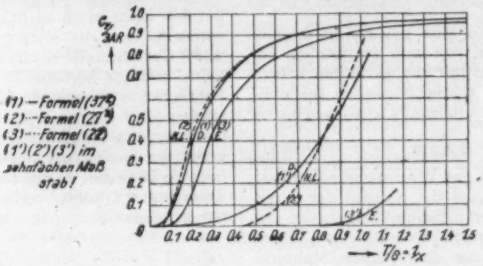


Fig. 2.

$$C_v = A\frac{\partial U}{\partial T} = A \cdot 3N \frac{h^2\nu^2}{kT^2} \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^2}$$

$$= 3AR \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} \qquad (22)$$

Die x-Darstellung setzt wieder in Evidenz, daß 1. der Faktor, um den U sich vom Äquipartitionswert (8) unterscheidet, 2. die Größe C_v, nur vom Verhältnis T/ν abhängen. Für (im Vergleich zu h/k) große Werte dieses Verhältnisses nähern sich die genannten Größen der Einheit bzw. dem Dulong-Petitschen Wert $3AR$, für kleine Werte verschwinden beide exponentiell. Für thermische Überlegungen ist es oft vorteilhaft, statt ν die Temperaturgröße

$$\Theta = \frac{h\nu}{k} \qquad (23)$$

einzuführen, wobei dann $x = \Theta/T$ wird. Zur Veranschaulichung von (21) und (22) trägt man am besten $U/3Nh\nu$ als Funktion von $1/x$ auf (Fig. 1, Kurve II), und $C_v/3AR$ als Funktion derselben Größe (Fig. 2, Kurve (3)).

Die Frequenz[1]) ν, mit welcher die Atome ihre Mittellagen umzittern, wird man wie beim Pendel, bei der Unruhe usw. bestimmt denken durch die Masse des Atoms und durch die Wechselwirkungskräfte zwischen den Atomen, die es dahin zurückzutreiben suchen. Ebendiese Kräfte treten aber auch als Reaktionskräfte gegen eine beliebige Deformation, d. h. als Elastizität des Körpers auf. Hohe Frequenz, und darum nach (21) und (22) stärker unternormale Schwingungsenergie und Atomwärme, werden wir zu erwarten haben: 1. bei geringer Masse 2. bei starker Direktionskraft; daher: 1. bei kleinem Atomgewicht, 2. bei geringer „Deformabilität".

Diese Schlüsse treffen, besonders was den Einfluß des Atomgewichtes anlangt, schlagend zu. Die Elemente, die am stärksten gegen die Dulong-Petitsche Regel verstoßen, stehen alle ganz im Anfang des periodischen Systems:

Element:	C (Diam.)	B	Be	Si	
Atomgewicht:	12	11	9	28	
C_v circa:	1,7	2,8	3,7	4,6	cal/°C.

Vom Diamant, dem klassischen Beispiel, ist außerdem seine geringe Zusammendrückbarkeit[1]) und große Härte bekannt. Auch den leichten Atomen H und O mußten die Chemiker zur Aufrechthaltung der Neumann-Koppschen Regel schon lange die abnormalen Werte 2,3 bzw. 4,0 cal/°C zuschreiben[2]).

Für den Versuch, ν quantitativ zu berechnen, scheint ein detaillierteres Strukturbild nötig. Auf Grund eines solchen werden wir unsere ganz provisorischen Überlegungen später weitgehend zu modifizieren haben. Immerhin enthält (22) schon eine so bestimmte Aussage über die Form des Atomwärmeverlaufs, — er soll in gewissem Sinn universell sein, wenn man nur den Temperaturmaßstab nach (23) der Natur des Körpers anpaßt — daß es nötig ist, bevor wir weiter schreiten, das Experiment als sicheren Führer an unsere Seite zu rufen.

1) Wir verwenden diesen Ausdruck promiscue mit „Schwingungszahl" für die reziproke Dauer einer ganzen Schwingung; die „Zahl der Schwingungen in 2π-Sekunden" kommt in diesem Aufsatz nirgends vor.

1) Th. W. Richards, Zeitschr. f. physik. Chemie 61, 183, 1907.

2) Vgl. W. Nernst, Theoretische Chemie, 5. Aufl., S. 174 ff.

(Fortsetzung folgt.)

BESPRECHUNGEN.

J. Biehle, Die Analyse des Glockenklanges. Archiv für Musikwissenschaft d. Institutes f. musikwissenschaftl. Forschung Bückeburg. 1918. S. 289.

J. Biehle, Vergleichende Bewertung der Bronze- und Gußstahlglocken. Verlag des deutschen Pfarrerblattes. Dieskau 1918.

Die Notwendigkeit, für die während des Weltkrieges im vaterländischen Interesse eingeschmolzenen Bronzeglocken Ersatz zu schaffen und bei dem anhaltenden Mangel an Bronze an deren Stelle Gußstahl als Material zu verwenden, läßt uns plötzlich gewahr werden, daß wir so gut wie gar kein Mittel in der Hand haben, die Glocke ihrem eigensten Wesen, dem Klange nach, in irgend einer meßbaren Weise zu bewerten. Ebenso unsicher ist unsere Theorie über die Beziehungen zwischen Form und Material einerseits und Klang und Tonhöhe andererseits.

Prof. Biehle, der seinerzeit dahinwirkte, daß bei der Enteignung auch der Klangwert als Befreiungsgrund anerkannt wurde, hat ein Verfahren ausgebildet, den akustischen Zustand einer Glocke objektiv zu bestimmen und den Befund graphisch darzustellen. Seine Arbeiten sind neben den von Lord Rayleigh wohl die einzigen, die das physikalische Problem der Glocke wissenschaftlich behandeln. Die Ergebnisse seiner langjährigen Studien bieten in der Tat einen wertvollen, bisher fehlenden Maßstab bei der Beurteilung einzelner Glocken und ganzer Geläute. Die wesentlichen Momente seiner Theorie sind die folgenden:

Das Klangbild einer Glocke setzt sich aus einer Reihe von Eigentönen zusammen, die je nach der Güte der Glocke mehr oder minder harmonisch gruppiert sind, und zwar zeigt eine gute Glocke mindestens in guter Annäherung ein Tonanalität, die sich in der Regel auf den zweiten Teilton aufbaut, so daß dieser als der Grundton, der erste Teilton dagegen als der Unterton anzusehen ist. Bedeutsam für das Klanggebilde ist ferner der dritte Teilton, der mit seinem Abstande von einer großen oder kleinen Terz vom zweiten Teilton als „Charakteristik" der Glocke die Eigenart als Dur oder Moll aufprägt. Alle Eigentöne sind deutlich erregbar und in der Tonhöhe genau bestimmbar. Biehle bezeichnet diese reellen Bestandteile des Klanges als akustische Konstanten im Gegensatz zu dem Schlagtone, der weder auf dem Wege der Resonanz erregbar ist, noch mit anderen Tönen Schwebungen eingeht. Wegen dieser seiner Unfaßbarkeit als der „imaginäre Ton" bezeichnet, hat er bei den Glocken, wie sie vorwiegend gegossen werden, seine Lage in der Nähe des reellen Tones und ist im idealen Falle mit diesem identisch; dann ist der Hauptton, die Verbindung von Grundton und Schlagton, völlig rein. Aus dieser ganzen Sachlage erklärt sich die deutlich wahrnehmbare Mehrstimmigkeit des Glockenklanges.

Die Teiltöne entstehen in der Weise, daß sich ähnlich wie bei der Platte, Knoten in Polarlinien und in Kreislinien ausbilden; vgl. das Schema

Kreise	4	6	8	10 Polarlinien
0	1.	3.	5.	7.
1	2.	4.	6.	8. Teilton.

Wie nun Biehle bei der Untersuchung von vielen hundert Glocken festgestellt hat, bilden sich die ungeradzahligen Teiltöne leichter und hörbarer aus als die geradzahligen, bei denen die Mantelfläche durch einen Knotenkreis geteilt werden muß. Mehr als einen Knotenkreis zu bilden, ist die Glocke anscheinend nicht fähig, weshalb die große Zahl der unharmonischen Teiltöne ausscheidet, die z. B. die Platte mit Hilfe mehrerer Knotenkreise hervorbringt.

Biehle nahm die qualitative Analyse in der Weise vor, daß er sehr gute, meßbar veränderliche Stimmgabeln auf die Glocke aufsetzte und durch Resonanz erklingen ließ. Da der Klang aber erst dann als bekannt gelten kann, wenn die Teiltöne auch quantitativ bestimmt sind, nahm Biehle die in der Luft hervorgerufenen Schwingungen photographisch mittels einer durch Hebelübersetzung mit einem kleinen Spiegel verbundenen Kolloidiummembran von 30 mm durch einen Lichtstrahl auf. Die Vergrößerung war 1:330. Zwischen den beiden hierbei notwendigen Übeln, Unempfindlichkeit oder Resonanzeinwirkungen, wählte er das letztere. Bei der Kompliziertheit der aufgenommenen Klangkurven ist diese Fehlerquelle an sich außerordentlich mißlich.

Die Klangkurven wurden rechnerisch nach der Fouriermethode ausgewertet und ergaben z. B. in einem Falle eine reine und vollständige harmonische Reihe, in der einzelne Teiltöne stark hervortraten, während die Grundschwingung außerordentlich schwach vertreten war. Dies Ergebnis stand im Gegensatz zu dem mit den Resonanzgabeln gefundenen, das nur als grobe Annäherung an eine harmonische Reihe angesehen werden konnte, bei der einzelne Glieder ausgelassen sind. Biehle hält es daher für fraglich, das Problem auf dem Wege der mathematischen Behandlung zu lösen und hat dafür in der Folge die Methode der experimentellen Analyse weiter ausgebaut.

Er teilt auf Grund eines sehr reichen Untersuchungsmaterials (Analyse von etwa 450 Glockenklängen) die Glocken je nach ihrem Klangcharakter in vier verschiedene Typen ein: 1. Die ideale Glocke, ein vermutlich unerreichbarer Typus mit streng harmonischer Teiltonreihe, die sich von der Naturskala nur durch Auslassen einzelner Glieder unterscheidet. Schlagton und Grundton sind identisch.

2. Die normale Glocke, die praktisch vorhanden ist und die dem idealen Typ am nächsten steht, also für den Wiederaufbau des Glockenbestandes zunächst in Frage kommt. Grundton und Schlagton fallen noch zusammen, die übrigen Teiltöne weichen schon merklich von der Naturskala ab.

3. Die verminderte und

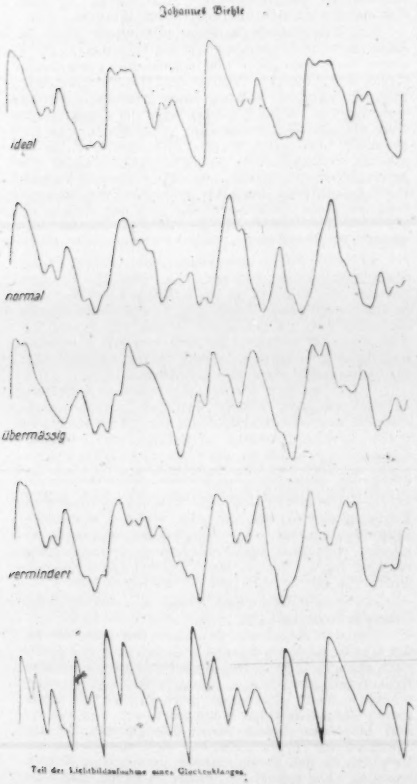
4. die übermäßige Glocke weichen vom normalen Typus in der Art ab, daß die Naturskala entweder zusammengedrängt oder auseinander gestreckt erscheint. Grundton und Schlagton decken sich nicht, sondern liegen bis zu einer sechstel Oktave auseinander, vgl. das Schema auf der nächsten Seite.

Die Schwingungen sind hierbei auf einen gleichen Unterton (100) bezogen.

Um der Annahme, daß zum wenigsten die bei der Glocke stark vertretenen ungeradzahligen Teiltöne nach oben in ihrer Stärke im umgekehrten Verhältnis ihrer Schwingungszahlen, die geradzahligen dagegen erheblich mehr abnehmen, setzt Biehle die angenähert anzunehmenden Amplituden der Teiltöne ein und berechnet danach ideale Klangkurven für die verschiedenen Typen. Es läßt sich mit diesen ein Vergleich zu den photographisch gewonnenen Kurven anstellen, ohne jedoch die Gewähr zu geben, daß man

Intervalle	Idealer Typus	Normal. Typus	Übermäß. Typ.	Vermind. Typus
Unterton	100	100	100	100
Grundton	200	191	164	213/212
Schlagton	200	191	172	207
Charakt. Ton				
1. Terz	250	230	206	246
Quinte	300	294	292	301
Oktave	400	379	342	408
2. Terz	500	519	451	574
2. Quinte	600	563	507	612
Septime	—	—	597	—
2. Oktave	800	776	698	839

bei der großen Mannigfaltigkeit der Komponenten und der möglichen Phasenverschiebungen den Klang in bestimmterer Weise analysieren kann. Trotzdem sind diese synthetischen Kurven theoretisch von Interesse; es dürften wohl so umfangreichen Berechnungen von Wellenbewegungen in einem solchen Umfange



Teil der Kielbildaufnahme eines Glockenklanges.

und von derartiger irrationaler Zusammensetzung noch nicht durchgeführt worden sein. Wir geben daher diese Kurven zugleich mit einem photographisch aufgenommenen Klangbilde einer „verminderten" Glocke wieder, um zu zeigen, daß die photographisch gewonnene Kurve charakteristische Züge der verminderten synthetischen Kurve aufweist.

Die zweite Frage von Wichtigkeit ist die des Zusammenhanges zwischen Form und Klang der Glocke. Die Form ist gegeben durch den Querschnitt der Wandung, d. h. durch die Rippe. Biehle hat auch diese Beziehungen untersucht und auf seine vier typischen Fälle bezogen. Darnach kann man sich den Klang der idealen, praktisch nicht vorhandenen Glocke als überaus wohllautend und ausgeglichen vorstellen. Während die normalen, tatsächlich im Gebrauch befindlichen Glocken bei innerer Ruhe wenig auffallen, bestechen die übermäßigen durch größere Tonmasse. Sie verursachen jedoch infolge ihrer inneren Unstimmigkeiten im Zusammenwirken mit anderen Glocken erhebliche Störungen, falls nicht durch eine Steigerung des Übermäßigen, die Möglichkeit ausgenutzt wird, die innere Unstimmigkeit in ein harmonisches Verhältnis umzubilden, so daß dann diese Glocken trotz des unreinen Haupttones als voller Akkord, beinahe wie drei Glocken zu klingen vermögen. Ein guter Zusammenklang mit anderen Glocken ist aber nur unter gewissen Voraussetzungen möglich. Die Glocke mit verminderter Rippe verhallt kurz; es wäre interessant, zu untersuchen, in welcher Weise die enge Lage der Teiltöne mit dem ungünstigem akustischen Wirkungsgrad zusammenhängt.

Biehle untersucht in einer weiteren Schrift die beiden Glockenarten, Bronze und Stahl, in ihrer Klangwirkung.

Da Stahl eine viermal höhere Zerreißbarkeit hat als Bronze, sind Gußstahlglocken in den üblichen Wandstärken bisher niemals gesprungen. Eine Umlagerung oder ein Zusammenrammen der Moleküle durch die Schläge des Klöppels bzw. durch Erschütterungen beim Läuten sind nicht möglich, während Bronzeglocken stark aushöhlen und dann öfters springen, also eine geringere Lebensdauer haben.

Die Tonhöhe der Glocke ist im allgemeinen durch den Durchmesser bestimmt, d. h. die Höhe des Tones nimmt bei wachsendem Durchmesser ab, sie nimmt dagegen mit der Wandstärke zu. Da sie ferner proportional der Schallgeschwindigkeit im Glockenmateriale ist (Gußstahl 5000—5100, Bronze etwa 3500 m/sek.) steht die Stahlglocke gegenüber einer Bronzeglocke von gleicher Größe und Stärke um eine große Terz oder Quarte höher.

Biehles zahlreiche Untersuchungen beweisen, daß im akustischen Verhalten ein prinzipieller Unterschied zwischen Bronze und Stahl nicht nachweisbar ist. Dagegen ist bei Stahl die Resonanzfähigkeit der Teiltöne gehemmter, weil die Stahlglocken aus gießtechnischen Gründen im Verhältnis zu ihren physikalischen Eigenschaften meist zu dick gegossen werden. Bei gleichen Mensurenverhältnissen im ganzen Tonbereich würden die Resonanzverhältnisse für Bronze und Stahl ähnliche sein. Die Mensur für kleine Stahlglocken ist ungünstiger als die für große, man sollte nicht über a^1 hinausgehen. Volle Kraft und Tonrundung wird aber erst eine Sexte tiefer, bei c^1 erreicht. Das Gebiet für Bronze liegt höher und führt bis zum es^2, sollte aber bei einem Dreigeläut nicht über das c^2 gehen.

Da die Mensur die Resonanzfähigkeit und den Klangcharakter bestimmt, darf man nicht Klänge gleicher Höhe von verschiedenen Instrumenten verglei-

chen, man muß also Bronzeglocken mit Stahlglocken vergleichen, die etwa um eine Quarte tiefer erklingen, ein Umstand, der bisher ganz übersehen worden ist. Bei einem Vergleich ist weiter zu berücksichtigen, daß bei gleicher Tonhöhe die Stahlglocke größeren Durchmesser hat, also mehr Schallenergie aussenden kann. Unter sinngemäßer Berücksichtigung der physikalischen Eigenschaften, der Mensurierung und schließlich des Preises sind mithin beide Glocken in der Mittellage als gleichwertig, in der Höhe die Bronze als überlegen anzusehen. Die Frage der richtigen Mensurierung ist aber noch nicht ausreichend geklärt. Biehle hat daher in weiterer Verfolgung dieses Problems Stahlglocken (vom Stahlwerk Torgau unter Verwendung eines Sonderstahles) nach seiner Theorie gießen lassen und dabei den Beweis erbracht, daß Stahlglocken klanglich gleichwertig mit Bronzeglocken, in mancherlei Beziehung diesen sogar überlegen, herstellbar sind. Wie ich mich selbst überzeugte, fehlt diesen Versuchsglocken jede Härte und alles Blecherne des Klanges.

Für die Beurteilung der Geläute ist Biehles Forderung von fundamentaler Bedeutung, daß die Glocken Klangeinheiten zu bilden haben, d. h. es soll z. B. der Hauptton einer kleineren Glocke mit der Charakteristik der nächstgrößeren übereinstimmen. Bei Stahlglocken ist dieses Gesetz im erhöhten Maße zu beachten; besitzen diese als Charakteristik die kleine Terz, so ergibt sich nur bei einem verminderten Dreiklange volle Reinheit im Zusammenklange, was Biehle übrigens mit seinen Versuchsglocken ebenfalls nachzuweisen imstande war. Stahl hat die Eigenart, daß die tiefen Töne sofort hervortreten, die hohen also überdecken, bei Bronze dagegen entwickeln sich zuerst die Obertöne, während die tieferen nachfolgen, die Stahlglocken erklingen daher dunkler als die bronzenen. Schließlich ist noch zu beachten, daß bei jenen der Anschlag des Klöppels tonlich zunächst spröde wirkt. Während den Bronzeglocken das Wogen und Wallen der Tonmassen eigen ist, zeichnet sich die Gußstahlglocke durch majestätische Ruhe und Größe aus.

Nach alledem kommt Biehle am Ende seiner Untersuchungen zu folgenden vier Sätzen:

1. Gußstahlglocken folgen im akustischen Aufbau denselben Gesetzen wie die Bronzeglocken.

2. Die geringere Resonanzfähigkeit der einzelnen Teiltöne ist bei Gußstahl durch die abweichende Mensurierung zu erklären.

3. Mit zunehmender Größe und Tiefe werden die klanglichen Verhältnisse der Gußstahlglocke im Verhältnis zur Bronze und unter Berücksichtigung des Preises immer günstiger.

4. Die Zusammenstellung zu Geläuten muß, wie überhaupt bei Glocken, bei Gußstahl im erhöhten Maße ihrer inneren Natur nach erfolgen.

Neben diesen, den Physiker interessierenden Fragen untersucht Biehle noch weitere, wie insbesondere sehr eingehend die des Gebrauchs nach liturgisch-konfessionellen Rücksichten. F. Weisbach.

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. In 5 Bänden. Herausgeg. von Leo Graetz. Lex. 8. Mit Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1. Band, 2. Lieferung. 263 S. 1914. M. 12.—. 1. Band. 3. Lieferung (Schlußheft des 1. Bandes). VIII u. 340 S. 1918. M. 19.20.

Über die 1. Lieferung des 1. und 2. Bandes ist in dieser Zeitschrift **15**, 813, 1914 schon berichtet worden und bei der Gelegenheit bereits auf die Wichtigkeit dieses Werkes hingewiesen. Der Krieg hat den Plan, das Werk in wenigen Jahren vollständig fertigzustellen, nicht zur Ausführung gelangen lassen, und so werden denn manche Artikel nicht mehr ganz dem modernsten Stande der Forschung entsprechen, wenn das Werk abgeschlossen vorliegt. Immerhin wird hierdurch keine allzugroße Schädigung des Werkes entstehen, da einmal in der Kriegszeit gerade in den Dingen, die in zuerst veröffentlichten Artikeln besprochen sind, nicht allzuviel Neues geschaffen wurde, und da ferner die erschöpfende Berücksichtigung aller bekannt gewordenen und bisher sichergestellten Tatsachen, wie sie im Werk angestrebt ist, dem Buch als Nachschlagewerk bleibenden Wert geben muß.

In der erstgenannten Lieferung befinden sich neben den Aufsätzen „Dielektrizität" von E. Schrödinger (75 S.), „Die Anomalien der dielektrischen Erscheinungen" von E. v. Schweidler (30 S.), „Elektrostriktion und Magnetostriktion" von R. v. Hirsch (27 S.), die besonders bemerkenswerten Abhandlungen: „Elektrooptik" von W. Voigt (50 S.) und „Pyroelektrizität und Piezoelektrizität" von E. Riecke (80 S.). Die Elektrooptik von Voigt bringt auf 50 Seiten einen hervorragend klaren, übersichtlichen und, man möchte sagen, einfachen (in Ansehung der Schwierigkeit der Materie) Überblick über das Gebiet, so daß der Aufsatz nicht allein als Nachschlagebuch, sondern dem fortgeschrittenen Studierenden und Fachgenossen auch als Lehrbuch warm empfohlen werden kann. Nach einer kurzen Bemerkung über die Notwendigkeit der Trennung der direkten und indirekten elektrooptischen Effekte — als direkt wäre der Effekt, d. i. die Änderung der optischen Eigenschaften der Körper bei Einwirkung eines elektrischen Feldes, zu bezeichnen, „wenn er übrig bliebe, selbst bei künstlicher Kompensierung aller andern durch das Feld hervorgerufenen, insbesondere mechanischen Veränderungen der Körper, als indirekt dagegen, wenn er unter den genannten Umständen ausbliebe" — werden zunächst in zwei größeren Kapiteln die vielen experimentellen Forschungsergebnisse besprochen und zwar in einer Weise, daß ihr z. T. erst viel später erkannter innerer Zusammenhang überall deutlich hervortritt. Das 3. Kapitel handelt von den Theorien des elektrooptischen Effektes.

Auch des Aufsatzes von Riecke als einer Betrachtung der pyroelektrischen und piezoelektrischen Erscheinungen von einem einen klaren Überblick über das ganze Gebiet gewährenden Standpunkt mag hier besonders gedacht werden, auch er sei als Lehrbuch denen warm empfohlen, die eine ins einzelne führende Monographie dieses Gebietes durcharbeiten wollen.

Dem Charakter der zu behandelnden Materie entsprechend stellen die anderen Aufsätze, auch die beiden der 3. Lieferung des 1. Bandes, „Galvanische Elemente" von M. Trautz (277 S.) und „Thermoelektrizität" von K. Baedeker (30 S.) eingehende Berichte dar, die in erster Linie zum Nachschlagen geeignet sind. Ausführliche Inhaltsverzeichnisse, kurze Abschnitte und Unterabteilungen erleichtern die Benutzung derselben. Von besonderer Wichtigkeit ist dies z. B. bei dem äußerst reichhaltigen, umfangreichen Bericht über die galvanischen Elemente von Trautz. Es ist darin ein gewaltiges Material verarbeitet und zusammengestellt in recht übersichtlicher Weise. Nach einem einleitenden Kapitel über den Volta-effekt gibt der Verf. zunächst eine Übersicht über die galvanischen Elemente und daran anschließend über die Messungen an galvanischen Elementen (ein Kapitel,

welches allerdings in mindestens gleicher Ausführlichkeit von Jäger in „Meßapparaten und Meßmethoden für stationäre Ströme", 1. Lieferung des 2. Bandes, behandelt wurde). Dieser erste Abschnitt ist also dem galvanischen Elemente in seiner Rolle als Stromquelle gewidmet; der 2. Abschnitt bezieht sich auf die Theorie der galvanischen Elemente und damit auf die Probleme der Unwandlung der chemischen und elektrischen Energie ineinander oder mit anderen Worten auf die Probleme des Zusammenhanges zwischen chemischer Affinität und elektrischer Energie. Trautz hat selbst auf dem Gebiet der Thermodynamik galvanischer Ketten manchen wichtigen Aufschluß in eigenen Untersuchungen gewonnen und das hat ihm die kritische Sichtung des Materials naturgemäß erleichtert und die klare Darstellung des Stoffes mit Hervorheben des Wesentlichen ermöglicht. Den Schluß bildet ein Abschnitt über die kapillarelektrischen Erscheinungen und Einzelpotentiale.

Die Berichte der 2. Lieferung berücksichtigen die Literatur bis Mitte bzw. Ende 1912, der Bericht von Trautz die bis Ende 1914; der Bericht von Baedeker „Thermoelektrizität", der im wesentlichen 1913 fertiggestellt war, wurde nach Baedekers Tod — er fiel am 6. Aug. 1914 bei Lüttich — vom Herausgeber bis 1916 fortgeführt. S. Valentiner.

O. Wiener, Physik und Kulturentwicklung. 109 S. m. 72 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1919. M. 4.40, geb. 5.50 ohne Teuerungszuschlag.

Das Buch, das aus Hochschulkursen des Verfassers im Felde hervorgegangen ist, bringt in äußerst dankenswerter Weise, auch für das große Publikum einen Ausblick, wie sich die Physik als ein ganz besonders wichtiger Zweig der Wissenschaft in der Kulturentwicklung darstellt. Der Verfasser kommt in der Einleitung zu den 3 Arten der Einwirkung der Physik auf die Kulturentwicklung: nämlich durch Erweiterung der Sinne, durch Erweiterung des Geistes und durch Erweiterung der Gliedmaßen. Im ersten Teil werden daher in knappester Form die absoluten und die Unterschieds-Empfindlichkeiten der einzelnen physikalischen Apparate im Vergleich zu äußeren Sinnen und die Erweiterung derselben auf ganz neue, zunächst nicht faßbare Erscheinungen wie Elektrizität, Röntgenstrahlen usw. besprochen. Die Erweiterung des Geistes ist durch einen kurzen Überblick über die Entwicklung der Physik, die immer mehr auf Vereinheitlichung des Weltbildes hindrängt, reizvoll geschildert. Im 3. Teil werden zunächst die Energievorräte der Erde besprochen, um dann anschließend den Nutzeffekt und die Leistung der einzelnen Maschinen im Vergleich mit der menschlichen Leistung klarzulegen. Der Schluß bringt noch einmal einen Überblick und Ausblick auf die Beziehung der Naturwissenschaft und Technik zur Kultur. Reiche Literaturangaben und zahlreiche Abbildungen sind beigegeben. Auch für den Physiker ist das Büchlein eine sehr anregende Lektüre. Neubert.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin Geh. Regierungsrat Professor Dr. Willy Marckwald zum ord. Honorarprofessor ebenda, Dr. E. Knecht zum Professor für Technische Chemie an der Universität Manchester.

Verliehen: Dem ord. Professor der Chemie an der Universität Wien Dr. Wilhelm Schlenk der Titel Hofrat, dem Mitglied des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Chemie in Dahlem Dr. Lise Meitner der Titel Professor.

Gestorben: Der ord. Professor der Physik am Caming College in Lucknow (Indien) H. W. Ward.

Angebote.

Für das Physikalische und Elektrotechnische Institut der Bergakademie Freiberg wird ein

Physiker oder Elektrotechniker

gesucht. Bewerbungen sind zu richten an Professor **Brion, Freiberg i. S.,** Bergakademie.

Junger Physiker

für das **Laboratorium eines Berliner Glühlampenwerkes** gesucht. Bewerber werden auf die Beachtung der gesetzlichen Bestimmungen über die Einstellung Auswärtiger hingewiesen. Angebote mit Lebenslauf, Gehaltsansprüchen, möglichst mit Lichtbild unter **S. H. 551** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstr. 2 erbeten.

Gesuche.

Physikerin,

promoviert, bisher mit wissenschaftl. Arbeiten beschäftigt, sucht Tätigkeit auf physikalischem oder physikalisch-chemischem Gebiete. Angebote unter **S. H. 552** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2 erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. Peter Debye in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

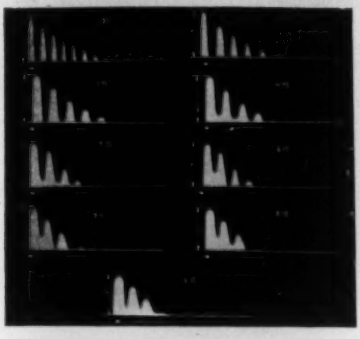


Fig. 1.

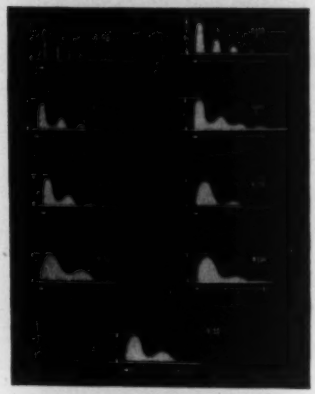


Fig. 2.

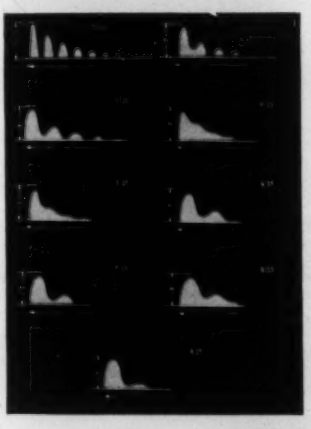


Fig. 3.

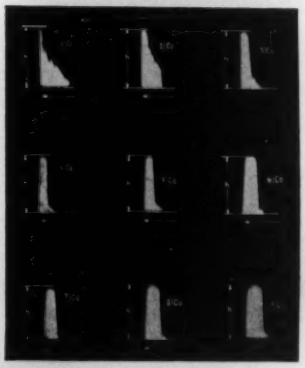


Fig. 4.

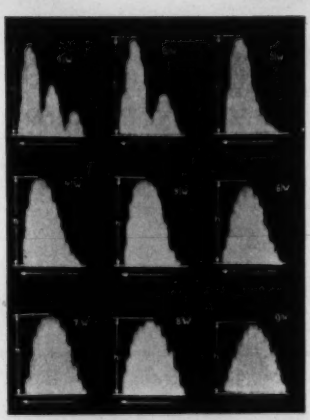


Fig. 5.

F. Voltz, Untersuchungen an Funkeninduktoren beim Betriebe von Röntgenröhren.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.